ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 26 AVRIL 1948.

PRÉSIDENCE DE M. HENRI VILLAT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ÉLECTRICITÉ. — *Perfectionnement aux systèmes d'émission de télévision en couleurs*. Note (*) de M. **René Barthélemy**.

Les procédés de transmission des images colorées qui ont été effectivement expérimentés se réduisent à deux systèmes; l'un, le plus ancien, consiste dans les projections successives sur la mosaïque de l'analyseur des composantes trichromes de la scène à transmettre et dans la reconstitution synchrone, à la réception, à l'aide d'un tube cathodique et de filtres tournants. L'intervention de dispositifs mécaniques, la nécessité d'une fréquence élevée de la répétition des couleurs, compliquent l'appareillage sans éviter complètement les franges colorées et le papillotement. Ce procédé conserve néanmoins l'avantage d'une certaine simplicité.

L'autre système, plus récent, pratiquement utilisé pour le film, consiste dans l'analyse par un point lumineux présentant un large spectre, d'un film en couleurs, et dans la division du flux lumineux issu du film par transparence, en trois composantes, obtenues par des prismes et des filtres, reçues sur des cellules photoélectriques, amplifiées séparément, mais simultanément. Chaque cellule alimente une voie de transmission, qui conduit à un tube cathodique, présentant la fluorescence de couleur correspondante. On projette simultanément sur un même écran les trois images fournies par les tubes cathodiques, la superposition exacte étant obtenue par de délicats réglages optiques et électriques. Il n'y a plus de franges colorées dans les sujets mobiles et le papillotement est évité avec la fréquence ordinaire d'analyse.

En ce qui concerne la prise de vue directe, des expériences basées sur la même méthode ont été tentées avec trois tubes d'analyse, chacun fournissant une trame de couleur; mais la difficulté de la coïncidence des trois trames

---

(*) Séance du 19 avril 1948.

devient considérable, car il faut réaliser les trois égalités optiques (l'erreur de parallaxe est gênante) et l'identité des balayages, à moins d'un millième près, sur une image qu'on n'apprécie que par un dispositif intermédiaire, présentant d'autres défauts.

Une solution plus pratique de la prise de vues directe, et même de télécinéma, est possible par l'intervention des accumulateurs d'images, en conservant le système simple de la projection successive des images filtrées sur un analyseur unique. On sait qu'un accumulateur d'images, dont de nombreux projets ont été proposés, peut être constitué, en principe, par un tube cathodique dont le faisceau trace les balayages ordinaires sur une surface isolante, doublée à l'arrière d'une couche conductrice. On dépose à l'aide du faisceau convenablement modulé des charges électriques aux différents points de la plaque isolante. Les charges se conservent, et lorsqu'on analyse la surface avec le même faisceau, mais non modulé, on provoque dans le circuit de sortie, relié à la couche conductrice, des impulsions reproduisant la modulation primitive. Il est possible d'obtenir plusieurs répétitions de cette modulation si l'on ne décharge que partiellement les particules isolées. Dès lors, l'application d'un tel organe à la suite d'une caméra fournissant les analyses successives de trames colorées est à peu près évidente. En effet, ladite caméra sur laquelle on projette, par des filtres tournants, ou un sélecteur statique de couleurs à rotation de plan de polarisation (cellule de Kerr), les images bleue, verte et rouge, fournit chaque 1/50 de seconde une analyse à 700 ou 800 lignes d'une des trames colorées. Cette modulation (image verte par exemple) est envoyée sur la voie qui correspond au tube récepteur convenable, mais en même temps elle charge un accumulateur d'images. Celui-ci fournira à son tour, deux fois pendant les 2/50 de seconde suivants, la même modulation, par le jeu approprié d'un commutateur électronique, au tube à fluorescence verte. Ce tube projette donc dans les conditions normales, c'est-à-dire 50 fois par seconde, la composante verte de l'image. On répète la même opération, mais décalée de 1/50 de seconde avec le rouge, puis le bleu, en utilisant deux autres accumulateurs d'images connectés aux époques convenables.

Le résultat est analogue à celui obtenu par le procédé précédemment cité, utilisant un film coloré à l'émission.

Il y a lieu de noter qu'on n'a pas à se préoccuper de l'identité géométrique des images dans les accumulateurs, car c'est le même faisceau qui crée le stockage et effectue ensuite l'analyse. La cadence de répétition de l'image totale de 16 2/3 par seconde paraît suffisante pour la continuité des mouvements, car trois projections de composantes, pendant cette période, sont superposées dans le récepteur.

Ces progrès dans les études de la télévision en couleurs ne permettent pas encore de prévoir une exploitation régulière, certains problèmes restant à résoudre dans le domaine de l'émission et encore plus dans celui de la réception.

BOTANIQUE. — *Sur l'existence dans les Pyrénées d'une nouvelle race chromosomique du groupe du* Phleum alpinum *L.* Note (*) de M. **René de Litardière.**

Gaudin (in *Alpina*, 3, 1808, p. 4) a distingué dans le *Phleum alpinum* L. deux espèces, conservant ce dernier nom pour la plus commune dans les Alpes et le Jura et donnant au type des hautes Alpes du Valais celui de *P. commutatum*. Ultérieurement la plupart des floristes ont rattaché le *P. commutatum* au *P. alpinum*, soit comme variété, soit comme sous-variété ou même comme simple forme. Depuis 1930, plusieurs auteurs, surtout anglais et suédois, notamment J. W. Gregor, Sansome, Müntzing, H. Nordenskiöld, ont étudié très soigneusement ces plantes des points de vue morphologique, chromosomique, génétique et chorologique; dans le récent mémoire que H. Nordenskiöld ([1]) a consacré aux *Phleum* du groupe *Euphleum*, l'auteur conclut d'une façon formelle à leur autonomie spécifique :

P. alpinum L. Plante auto-fertile, à $2n = 14$. Épi ovoïde-cylindrique; glumes à arête ciliée-velue.

P. commutatum Gaud. Plante auto-stérile, à $2n = 28$. Épi plus court; glumes à arête scabre, non ciliée-velue.

Le *P. commutatum* possède une aire d'extension beaucoup plus vaste que le *P. alpinum* ([2]); c'est en effet au premier que se rapportent les localités du domaine circumboréal, de l'Écosse, de la péninsule balkanique, du Caucase, de l'Asie occidentale, centrale et orientale, des Montagnes Rocheuses et de l'Amérique australe.

Jusqu'ici aucun auteur n'a étudié du point de vue chromosomique les *Phleum* pyrénéens du groupe *alpinum*, dont d'ailleurs la répartition dans la chaîne demeure très imprécise ([3]). M. Aylies nous a adressé, en août 1947, une plante qu'il avait récoltée dans la vallée du Marcadau, près du refuge Wallon, au-dessus de Cauterets (Hautes-Pyrénées). Elle offre tous les caractères morphologiques du *P. commutatum* (épi court, ovoïde, mesurant 13×10 mm., glumes à arête dépourvue de cils) et a été envisagée comme tel par H. Nordenskiöld, à qui nous l'avons soumise. Nous avons reconnu cependant

---

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) *Cytogenetic studies in the genus Phleum* (*Act. Agr. Suec.*, 1, 1945, p. 1-138).

([2]) Pour la répartition de ces plantes, consulter H. Nordenskiöld, *Op. cit.*, p. 110-114, 116-119, map. n° 1 (104-105) et map. n° 2 (p. 111); il manque toutefois des données relatives à plusieurs régions, par exemple le Massif Central et la Corse.

([3]) De Candolle (*Fl. Fr.*, 5, p. 249) indique comme synonyme du *P. commutatum* Gaud. le « *P. alpinum* Lap. Abr. 32, non L. » et ajoute que la plante est commune dans les Pyrénées, où il n'a jamais vu le type. Par la suite, ce dernier a été trouvé en plusieurs points de la chaîne et, si l'on se rapporte aux indications de Rouy (*Fl. Fr.*, 14, p. 51), il y serait bien plus répandu que le *commutatum*, cité seulement de deux localités des Pyrénées-Orientales et de l'Ariège. Cette plante y paraît cependant assez fréquente, à en juger par l'examen des herbiers. Mais nous devons faire remarquer que le *P. commutatum* ne peut être identifié d'une façon certaine d'après ses seuls caractères morphologiques, sans qu'il soit procédé à un examen caryologique.

qu'elle possède le *nombre chromosomique qui caractérise le P. alpinum*, $2n=14$, et non 28, comme chez le *P. commutatum*.

Il nous paraît dès lors impossible d'accorder un rang spécifique aux *P. commutatum* et *alpinum*, puisque la plante du refuge Wallon offre à la fois les caractères morphologiques du *P. commutatum* et les caractères chromosomiques du *P. alpinum*.

Du fait que les *Phleum pratense* L., *nodosum* L., *alpinum* L. et *commutatum* Gaud. sont morphologiquement très proches, comme l'a mis en relief H. Nordenskiöld ([4]), nous estimons, avec Ascherson et Graebner ([5]), qu'il y a lieu de grouper ces différents types dans une même espèce collective, *P. pratense* L. Le subsp. *alpinum* (L.) Asch. et Graebn. comprendrait, dans le domaine de la flore française continentale, les trois races jusqu'ici définies :

Var. *eu-alpinum* R. Lit., *nov. nom.* = *P. alpinum* L. (1753) p. p., emend. Gaud. (1808) = *P. alpinum* var. *typicum* Beck (1890); non *P. pratense* var. *typicum* Beck (1890) = *P. alpinum* var. *genuinum* « Briq. » ([6]) subvar. *typicum* (Beck) Briq. (1910). (Voir caractères ci-dessus indiqués; $2n=14$).

Var. *Ayliesianum* R. Lit., *nov. var.* Plante présentant les caractères du var. *tenue* (Kunth) R. Lit., épis courts, glumes à arête scabre, non ciliée; $2n=14$ ([7]).

Var. *tenue* (Kunth) R. Lit., *nov. comb.*; = *P. alpinum* L. (1753) p. p.; *P. commutatum* Gaud. (1808); *P. alpinum* β Mert. et Koch (1823); *P. alpinum* var. *tenue* Kunth (1833); *P. alpinum* var. *commutatum* (Gaud.) Boiss. (1884); *P. alpinum* var. *genuinum* subvar. *commutatum* (Gaud.) Briq. (1910); *P. alpinum* fa. *commutatum* (Gaud.) Wollmann (1914). (Voir caractères ci-dessus indiqués; $2n=28$).

Il serait particulièrement intéressant de rechercher quelle est l'aire d'extension du var. *Ayliesianum* et de pouvoir constater la présence certaine du var. *tenue* dans les Pyrénées, ceci en procédant à des examens caryologiques. D'autre part, il conviendrait aussi d'étudier les caractères chromosomiques de diverses autres races appartenant au groupe *alpinum* : var. *foliosum* Reut., du Jura de l'Ain, var. *parviceps* Briq., des hautes montagnes corses, var. *tuberosum* Willk., qui, d'après Ascherson et Græbner, n'est pas rare dans l'Europe centrale, sans compter les plantes de l'Amérique australe. Quant aux *P. alpi-*

([4]) *Loc. cit.*, p. 126.

([5]) *Syn.*, 2, 1899, p. 141-145.

([6]) Rectius Willk. in Willk. et Lange (1861).

([7]) Habitus omnino var. *tenuis* (Kunth) R. Lit., cum spica brevi, ovoidea, glumarum arista scabra, haud ciliato-villosa, a qua recedit chromosomatum numero, $2n=14$, ut in var. *eu-alpino* R. Lit. (nec 28).

Hab. in Pyrenaeis centralibus, supra urbem Cauterets, in valle Marcadau, haud procul refugio « Wallon » dicto, ad alt. 1907 m. s. m., ubi J. Aylies d. 19 aug. invenit.

num var. *subalpinum* Hack. et var. *ambiguum* Beck, dont l'étude caryologique reste encore à faire, ce sont probablement, comme l'indique H. Nordenskiöld, des hybrides *alpinum* × *nodosum*.

COMMISSIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **Emmanuel Leclainche**, **Hyacinthe Vincent**, **Gabriel Bertrand**, **Maurice Caullery**, **Louis Blaringhem**, **Charles Jacob**, Membres de la Division des Sciences physiques, sont désignés pour faire partie de la Commission qui, sous la présidence de M. le Président, dressera la liste des candidats à la place de Secrétaire perpétuel pour les Sciences Physiques, vacante par le décès de M. *Alfred Lacroix*.

PLIS CACHETÉS.

M. **Xavier Séjourné** demande l'ouverture d'un pli cacheté reçu dans la Séance du 13 octobre 1947 et enregistré sous le n° 12346.

Ce pli, ouvert en séance par M. le Président, contient un Mémoire intitulé *L'Anneau de Saturne, sa genèse, sa structure, son mécanisme*.

(Renvoi à la Section d'Astronomie.)

CORRESPONDANCE.

M. **le Ministre de la France d'Outre-mer** invite l'Académie à lui présenter un candidat au poste de Directeur de l'Institut Océanographique de Nhatrang.

(Renvoi à la Commission de l'Indochine.)

Le Président de la **Faculté des Sciences de l'Université libre de Bruxelles**, le Secrétaire général de l'**Institut Royal Colonial belge**, au nom de ces Établissements, adressent l'expression de leurs sentiments de condoléances à l'occasion du décès de M. *Alfred Lacroix*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Livrets du Service de la Carte géologique d'Alsace et de Lorraine*. Livret n° 1. Georges Dubois et Jacqueline Sauvage : *Description et explication élémentaire de la Carte Géologique Murale de l'Alsace et de la Lorraine*.

2° Union géodésique et géophysique internationale. Association de séismologie. *Comptes rendus des séances de la Conférence réunie à Strasbourg du 4 au 8 juillet 1947*, rédigés par Jean-Pierre Rothé.

3° Alberto Casolla. *Teoria fisica e matematica della musica*. Libro primo. *Meccanica del suono*.

Il signale également un Ouvrage polycopié :

JACQUES MAURIN. *Géométrie descriptive à quatre dimensions.* Premier livre. *Figures du premier degré.* Chapitres I, II, III : *Définitions, positions, intersections.*

THÉORIE DES RELATIONS. — *Sur la comparaison des types d'ordres.* Note (*) de M. ROLAND FRAÏSSÉ, présentée par M. Gaston Julia.

Les résultats mentionnés dans la présente Note sont analogues, sans en constituer une application directe, à des résultats concernant les types de relations générales, parus dans une Note précédente [1].

Introduisons les définitions suivantes : Un type d'ordre T′ sera dit *inférieur* à un type d'ordre T ($T' < T$) si un ensemble ordonné E de type T admet un sous-ensemble E′ (éventuellement $\equiv E$) de type T′. On posera encore, dans ce cas : $T > T'$ (T *supérieur* à T′).

La relation $<$ définie sur tout ensemble de types d'ordres, est réflexive et transitive. Deux types T et T′ seront dits *similaires* ($T \approx T'$) si chacun est inférieur (par conséquent supérieur) à l'autre. La relation $\approx$ est une *équivalence*.

On posera $T' \ll T$ (T′ *strictement inférieur* à T) si l'on a $T' < T$ sans avoir $T' > T$; définition analogue pour $T' \gg T$.

Enfin T et T′ seront dits *incomparables* si aucun n'est inférieur à l'autre.

Un type d'ordre dénombrable T sera dit *riche* si $T \approx \eta$ ($\eta =$ type de l'ensemble ordonné des nombres rationnels). T sera dit *pauvre* dans le cas contraire ($T \ll \eta$). Un type dénombrable est riche ou pauvre selon qu'il est ou non supérieur à tous les types dénombrables [2].

On démontre les propositions suivantes concernant les types dénombrables :

1. La condition nécessaire et suffisante pour qu'un type dénombrable T soit riche, est que l'on ait $T > \alpha$ pour tout type d'ensemble bien ordonné dénombrable α.

2. A tout ensemble fini ou dénombrable de types pauvres T_i correspond un type pauvre $T \gg T_i$ pour tout i.

3. Tout type pauvre T est la somme [3] d'une suite ordonnée finie, d'une ω-suite ou d'une ω^*-suite composée de types $T_i \ll T$.

4. Si E est un ensemble ordonné de type T; E′ et E″ deux sous-ensembles déterminant une partition de E : $E' \cup E'' = E$, $E' \cap E''$ vide; alors les types

(*) Séance du 31 mars 1948.

(1) R. FRAÏSSÉ, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 987.

(2) Le type pauvre peut aussi être défini comme : type dénombrable et dispersé (scattered) au sens de A. Gleyzal (*Trans. Amer. Math. Soc.*, 48, 1940, p. 451, note 2).

(3) Termes définis par W. SIERPINSKI, *Leçons sur les nombres tranfinis*, Paris, 1928, p. 158 et 178.

respectifs de E′ et E″, soient T′ et T″, seront dits *types résultant d'une partition de* T *en* 2.

Un type T sera dit *indécomposable* si, pour toute partition de T en 2, l'un des types résultants, T′ ou T″, est $\approx$ T.

4.1. La condition nécessaire et suffisante pour qu'un type d'ensemble bien ordonné soit indécomposable est qu'il soit *indécomposable par l'addition* au sens de Sierpinski (³).

4.2. Tout type pauvre T admet un type indécomposable pauvre $T' \gg T$.

4.3. Tout type indécomposable T admet au moins une partition en 2 types T′ et T″ avec $T' \approx T'' \approx T$ (⁴).

5. Un ensemble dénombrable E de points d'une droite admet un dérivé au plus dénombrable, ou possédant la puissance du continu, selon que le type de E est pauvre ou riche.

Citons enfin une proposition concernant la structure des types riches, corollaire immédiat d'un théorème de A. Gleyzal (⁵). Tout type dénombrable riche est la somme d'un ensemble ordonné dénombrable dense composé de types pauvres de puissances non nulles.

Les démonstrations, utilisant l'axiome du choix, paraîtront ultérieurement.

Hypothèses. — Nous considérons comme vraisemblables les propositions suivantes :

I. Il n'existe pas de suite infinie de types dénombrables $T_1, T_2, \ldots, T_i \ldots$ avec $T_{i+1} \ll T_i$ pour tout i.

II. Si T est pauvre, le nombre des classes d'équivalence définies par la relation $\approx$ sur l'ensemble des types $< T$ est au plus dénombrable.

III. Soient E une famille, finie ou dénombrable, de types dénombrables t; T(E) un type quelconque $> t$ quel que soit t de E; $\mathfrak{T}$ un type inférieur à tout T(E); alors $\mathfrak{T}$ est inférieur à l'un des types t.

IV. Tout type indécomposable pauvre T est similaire au type d'une ω-suite ou d'une ω^*-suite de types $T_i \ll T$, ces types T_i étant soit indécomposables, soit de puissance 1.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'intégration des équations de propagation des ondes lumineuses dans les milieux cristallins uniaxes.* Note de M. **Florent Bureau**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. La théorie de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu cristallin, homogène, uniaxe, conduit à la résolution du problème de Cauchy pour le *système* d'équations aux dérivées partielles à quatre variables

---

(⁴) *Cf.* loc. cit. (¹), Hypothèse III.
(⁵) Loc. cit. (²), p. 463, Théorème 17.

indépendantes x, y, z, t,

$$
(1)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - a^2 \Delta u_1 - (a^2 - c^2)\dfrac{\partial}{\partial y}\left(\dfrac{\partial u_2}{\partial x} - \dfrac{\partial u_1}{\partial y}\right) = g_1(x, y, z, t), \\ \dfrac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} - a^2 \Delta u_2 + (a^2 - c^2)\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial u_2}{\partial x} - \dfrac{\partial u_1}{\partial y}\right) = g_2(x, y, z, t); \end{cases}
$$

nous avons posé $\Delta = (\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial y^2) + (\partial^2/\partial z^2)$ et nous avons désigné par g_1 et g_2 des fonctions régulières au sens de M. J. Hadamard.

Nous nous proposons de montrer que le problème ainsi posé et qui a fait l'objet des recherches de Grünwald, Signorini, Tedone et Tonolo, peut être résolu directement en utilisant les solutions élémentaires et les solutions auxiliaires du système homogène et en appliquant la méthode des singularités.

2. Écrivons pour abréger

$$
D_1 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - a^2\Delta, \qquad D_2 = D_1 + (a^2 - c^2)\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right).
$$

L'étude du système (1) est liée à celle de l'équation $D_1 D_2 u = 0$ dont nous avons déterminé la solution élémentaire $v(x; t)$ et la solution auxiliaire $\mathcal{K}(x; t)$.

Les solutions élémentaires (v'_1, v'_2), (v''_1, v''_2) du système (1) sont données par

$$
v'_1 = D_1 v + (a^2 - c^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \qquad v'_2 = (a^2 - c^2)\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y},
$$

$$
v''_1 = v'_2, \qquad v''_2 = D_1 v + (a^2 - c^2)\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},
$$

tandis que les solutions auxiliaires $(\mathcal{K}'_1, \mathcal{K}'_2)$, $(\mathcal{K}''_1, \mathcal{K}''_2)$ s'expriment par les formules précédentes où v est remplacé par $\mathcal{K}$. Signalons que les solutions auxiliaires sont nulles à l'intérieur de la nappe intérieure du cône caractéristique Γ.

3. La formule de réciprocité correspondant au système (1) s'écrit dans les conditions habituelles

$$
\underset{D}{\text{SSS}}[v_1 g_1 + v_2 g_2 - u_1 G_1 - u_2 G_2]\, d\tau = -\underset{S}{\text{SS}}[v_1 U_1 + v_2 U_2 - u_1 V_1 - u_2 V_2]\, d\sigma,
$$

G_1 et G_2 étant des fonctions régulières et U_1, U_2, V_1, V_2, des combinaisons des dérivées premières de (u_1, u_2), (v_1, v_2).

4. Supposons $a = 1$ et $0 < c < 1$ et appliquons la méthode des singularités en utilisant la solution élémentaire (v'_1, v'_2); en désignant par S^* la portion découpée par la nappe extérieure du cône caractéristique Γ dans le support S des données de Cauchy, il vient avec des notations évidentes,

$$
\begin{aligned}
4\pi u_1(P_0, t_0) = {} & \operatorname{plog} \underset{D}{\text{SSS}}(v'_1 g_1 + v'_2 g_2)\, d\tau \\
& + \operatorname{plog} \underset{S^*}{\text{SS}}[v'_1 U_1 + v'_2 U_2 - u_1 V'_1 - u_2 V'_2]\, d\sigma + \underset{\Gamma}{\text{SS}}\,\mathfrak{M}\, d\sigma,
\end{aligned}
$$

avec

$$
\mathfrak{M} = \frac{y^2 - x^2}{r^4} U_1 - \frac{2xy}{r^4} U_2.
$$

On élimine $\mathfrak{M}$ en introduisant non plus (v'_1, v'_2), mais la solution auxiliaire $(\mathcal{K}'_1, \mathcal{K}'_2)$; en remarquant que V_1 et V_2 sont nuls lorsque (v_1, v_2) est remplacé par $(\mathcal{K}'_1, \mathcal{K}'_2)$, on obtient

$$\iint_\Gamma \mathfrak{M}\, d\sigma = -\iiint_D [\mathcal{K}'_1 g_1 + \mathcal{K}'_2 g_2]\, d\tau - \iint_{S^s} [\mathcal{K}'_1 U_1 + \mathcal{K}'_2 U_2]\, d\sigma$$

et par suite, la valeur de $u_1(P_0, t_0)$.

Pour déterminer $u_2(P_0, t_0)$, il suffit d'employer les solutions (v''_1, v''_2) et $(\mathcal{K}''_1, \mathcal{K}''_2)$.

5. La méthode précédente peut être utilisée pour obtenir *directement* les solutions du problème de Cauchy correspondant aux systèmes d'équations aux dérivées partielles de la Physique mathématique; il suffit d'employer les solutions élémentaires et les solutions auxiliaires que nous avons données pour les équations d'ordre supérieur à deux. Lorsque les variables indépendantes sont en nombre impair, il faut utiliser les parties finies de certaines intégrales divergentes. En particulier, on peut déterminer la solution du problème de Cauchy pour le système des équations aux dérivées partielles des vibrations des corps élastiques isotropes, lorsque les déplacements sont indépendants d'une coordonnée; ce problème a déjà été étudié par V. Volterra à l'aide d'une autre méthode.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Quelques applications de la théorie du potentiel.* Note de Mme **Jacqueline Lelong**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

I. *Compléments au théorème de Phragmen-Lindelöf-Heins.* — Soit C_α la classe des fonctions $v(M)$ sous-harmoniques dans le demi-espace $D(x > 0)$ de R^p et satisfaisant à :

a. $\overline{\lim}\, v(M) \leq 0$ en tout point A de $\pi(x = 0)$ à distance finie.

b. si $m(r) = \overline{\operatorname{borne}}_{OM=r}\, v(M)$, $\lim_{\overline{r \to \infty}} m(r)/r = \alpha < \infty$.

Le théorème classique de Phragmen et Lindelöf, étendu à R^p, montre qu'il existe une constante $k(p)$ telle que $u(M) = k(p)\alpha x - v(M)$ est surharmonique positive dans D. En appliquant à $u(M)$ les résultats d'une Note précédente, on obtient le

Théorème I. — *Si* $v(M) \in C_\alpha$, *il existe une constante* γ *telle que :*

a. L'ensemble des points de D, *où* $|v(M) - \gamma x| \geq \varepsilon x$ *est effilé à l'infini* relativement à D [1], *quel que soit* $\varepsilon > 0$.

b. $v(M)/x \to \gamma$ *lorsque* M *tend vers l'infini radialement, excepté au plus pour un ensemble* J *de rayons* [1].

c. Si l'on pose $\mu(r) = \overline{\operatorname{borne}}_{OM=r}\, v(M)/x$, $\mu(r) \to \gamma$.

---

[1] *Voir* J. Lelong, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1161.

d. $m(r)/r$ *tend vers* γ *si* $\gamma > 0$ *et vers* 0 *si* $\gamma \leq 0$, *de sorte que* $\alpha = \gamma^+$.

Le résultat *d* avait été démontré par M. Heins (²).

II. *Application à la représentation conforme.* — Théorème II*a*. — *Soit* Δ *un domaine contenu dans le demi-plan* $D(x > 0)$. *La condition nécessaire et suffisante pour que la représentation conforme de* Δ *sur* D *admette une dérivée angulaire à l'infini, est que l'ensemble* $D - \Delta$ *soit effilé à l'infini, relativement à* D.

Soit en effet $f(z)$ la fonction, définie dans D, qui représente conformément Δ sur D, de sorte que $f(z) \to \infty$, lorsque $z \to \infty$. Posons $H(z) = \mathcal{R}[f(z)]$. Pour qu'il y ait dérivée angulaire à l'infini, il faut et il suffit que $\overline{\text{borne}}\, H(z)/x = c < \infty$. La démonstration est fondée sur la représentation de la fonction $u(z)[u(z) = cx - H(z)$ si $z \in \Delta$; $u(z) = cx$ si $z \in D - \Delta]$ par un potentiel de Green dans D. L'ensemble des points, où $u(z) \geq cx$ (c'est-à-dire $D - \Delta$) est effilé à l'infini relativement à D (¹).

En comparant ce résultat à un critère antérieurement démontré (³), on en déduit le théorème :

Théorème II*b*. — Δ *étant un domaine simplement connexe contenu dans le demi-plan* D, *la condition nécessaire et suffisante pour que l'ensemble* $D - \Delta$ *soit effilé à l'infini relativement à* $D(x > 0)$, *est que pour toute suite croissante* $R_n(R_n \to \infty)$, *telle que*

$$\sum_1^\infty \delta_n^2 < \infty, \qquad \left[\delta_n = \log \frac{R_{n+1}}{R_n}\right],$$

on ait

$$\sum_1^\infty \theta_n \delta_n < \infty, \qquad \theta_n = \overline{\underset{z \in \Gamma_n}{\text{borne}}} \left[\frac{\pi}{2} - |\operatorname{Arg} z|\right],$$

Γ_n *étant l'intersection de* $D - \Delta$ *avec la couronne* $R_n \leq |z| \leq R_{n+1}$.

III. *Limites d'un potentiel de Green.* — *Définitions.* — 1. Nous dirons qu'un ensemble E, contenu dans le demi-espace $D(x > 0)$ de R^p est *semi-effilé* à l'origine (resp à l'infini) relativement à D, si la puissance extérieure (¹) γ_n de $E_n = E \cap I_n$, où I_n est l'intersphère $s^{n+1} \leq OM \leq s^n (s < 1)$[resp $s^{n+1} \geq OM \geq s^n (s > 1)$] satisfait à $\gamma_n / s^{np} \to 0$.

2. Nous dirons qu'une suite M_n est *régulière* en A si $M_n \to A$ et si le rapport AM_n/AM_{n+1} reste borné. De même la suite M_n sera dite *régulière à l'infini* si $M_n' \to \infty$ et si le rapport OM_{n+1}/OM_n reste borné.

Propriétés a. — Une inversion de pôle O transforme un ensemble semi-effilé à l'origine, en un ensemble semi-effilé à l'infini (relativement à D).

(²) *On the Phragmen-Lindelöf principle* (*Trans. Amer. Math. Soc.*, **60**, 1946, p. 238-244).

(³) J. Ferrand, *Comptes rendus*, **219**, 1944, p. 507-508; et *Bull. Sc. Math.*, **69**, 1945, p. 165-174.

b. Si E est semi-effilé en O, l'ensemble des rayons issus de O sur lesquels il existe au moins une suite de points de E régulière en O, est un ensemble J.

Soit $U^\mu(M)$ un potentiel de Green de masse positive dans D.

LEMME 1. — *La condition nécessaire et suffisante pour qu'il existe une suite* M_n *régulière en* O (*resp à l'infini*) *telle que* $OM_n U^\mu(M_n)/x_n \to 0$ *est que* $\mu_n/s^{n(p-1)} \to 0$, *où* $\mu_n = \int_{I_n} \xi \, d\mu(P)$, I_n *étant l'intersphère déjà définie,* ξ *l'abscisse de* P.

LEMME 2. — *Si* $U^\mu(M) \not\equiv \infty$, *en presque tout point* A *de* π (*c'est-à-dire excepté sur un ensemble de mesure* $p-1$ *dimensionnelle nulle au plus*), *on a*

$$\int_{AP \leq r} \xi \, d\mu(P) = o(r^{p-1})$$

THÉORÈME III*a*. — *S'il existe une suite* M_n *régulière au point* A *de* π (*resp. à l'infini*) *telle que* $AM_n U^\mu(M_n)/x_n \to 0$ [*resp.* $OM_n U^\mu(M_n)/x_n \to 0$] *alors l'ensemble des points de* D, *où* $AM\,U^\mu(M)/x > \varepsilon$ [*resp.* $OM\,U^\mu(M)/x > \varepsilon$] *est semi-effilé en* A (*resp. à l'infini*) *relativement à* D, *quel que soit* $\varepsilon > 0$.

THÉORÈME III*b*. — *L'hypothèse du théorème* III*a est réalisée en presque tout point* A *de* π, *quel que soit* $U^\mu(M) \not\equiv \infty$.

THÉORÈME III*c*. — *Étant donné un ensemble quelconque* E *de mesure* $p-1$ *dimensionnelle nulle dans* π, *on peut déterminer un potentiel* $U^\mu(M) \not\equiv \infty$ *qui ne satisfait à l'hypothèse du théorème* III*a en aucun point de* E.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur une méthode générale de recherche de fonctions orthogonales dans le domaine complexe.* Note (*) de M. **NOUBAR ARPIARIAN**, présentée par M. Paul Montel.

Ce procédé permet de déduire de toute suite orthogonale le long d'un segment, fini ou infini, de l'axe réel, une ou plusieurs suites orthogonales de poids convenable le long d'une courbe $\mathcal{C}$ quelconque, ou éventuellement sur un domaine $\mathcal{D}$, du plan complexe.

Prenons d'abord pour courbe $\mathcal{C}$ une circonférence $|Z| = R$.

Nous commençons, par un changement de variable approprié, par transformer l'intervalle d'orthogonalité des fonctions considérées en un intervalle de longueur 2π, par exemple $(-\pi, +\pi)$. Ceci peut se faire de plusieurs façons et peut modifier la fonction poids correspondante. On forme ainsi une suite de fonctions $\varphi_n(x)$ orthogonales de poids $p(x) > 0$ sur l'intervalle $(-\pi, +\pi)$ de l'axe réel, pour lesquelles

$$\int_{-\pi}^{+\pi} \varphi_m(x)\,\varphi_n(x)\,p(x)\,dx = k\,\varepsilon_{mn} \qquad (\varepsilon_{mn} = 0 \text{ pour } m \neq n,\ \varepsilon_{nn} = 1).$$

Soit Z un point du cercle $c(O, R)$ ($|Z| = R$). Établissons la correspondance

$$Z = R\,e^{ix}, \qquad \text{où} \qquad x = \arg\frac{Z}{R} = -i\,\text{Log}\frac{Z}{R} \qquad (-\pi \leq x \leq +\pi),$$

(*) Séance du 19 avril 1948.

la détermination du logarithme étant celle qui s'annule pour $Z = R$. On peut uniformiser par une coupure $(-\infty, 0)$ sur l'axe réel. Posons

$$\varphi_n\left(-i \operatorname{Log}\frac{Z}{R}\right) = F_n(Z), \qquad \left|p\left(-i \operatorname{Log}\frac{Z}{R}\right)\right| = P(Z).$$

$P(Z)$ se confond avec $p(x)$ quand Z parcourt la circonférence $c(O, R)$:

$$\frac{1}{M}\int_{c(O,\,R)} F_m(Z)\,\bar{F}_n(\bar{Z})\,P(Z)\,ds = N_n\varepsilon_{mn} \qquad [N_n \text{ norme, M, masse de } c(O, R)].$$

On s'en rend compte en observant que

$$F_n(Z) = \varphi_n\left(i \operatorname{Log}\frac{R}{\bar{Z}}\right) = \varphi_n\left(i \operatorname{Log}\frac{\bar{Z}}{R}\right) = \bar{F}_n(\bar{Z})$$

sur la circonférence $Z\bar{Z} = R^2$.

La suite $F_n(Z)$ est orthogonale de poids $P(Z)$ le long de $c(O, R)$.

Une transformation conforme $Z = \varphi(z)$, faisant correspondre au cercle $|Z| = R$ une courbe $\mathcal{C}_R$ du plan z, nous fournira une suite de fonctions $f_n(z) = F_n[\varphi(z)]$, orthogonales avec le poids $\varpi(z) = P[\varphi(z)]\,|\varphi'(z)|$ le long de la courbe $\mathcal{C}_R$.

Si les fonctions $F_n(Z)$ ont, en outre, une expression qui peut être rendue indépendante de R, on en déduira, en vertu de notre théorème sur les courbes isogrammes [1], que les fonctions $F_n(Z)$ sont orthogonales sur la surface des cercles $|Z| \leqq R$, avec le même poids $P(Z)$, et, dans le cas où la courbe $\mathcal{C}_R$ est un contour fermé simple, que les fonctions $f_n(z)$ sont orthogonales sur le domaine $\mathcal{D}_R$ limité par le contour $\mathcal{C}_R$, et sur ses isogrammes, avec le poids

$$\Pi(z) = P[\varphi(z)]\,|\varphi'(z)|^2.$$

Exemples. — Prenons pour contour $\mathcal{C}_R$ l'ellipse $|z+1| + |z-1| = R + 1/R$; $Z = \varphi(z) = z + \sqrt{z^2-1}$ ou $z - \sqrt{z^2-1}$ réalise la représentation conforme de $\mathcal{C}_R$ sur le cercle $|Z| = R$.

La suite $\varphi_n(x) = \cos nx$, $p(x) = 1$, donne la suite $F_n(Z) = 1/2(Z^n/R^n + R^n/Z^n)$, orthogonale au sens de Szegö ($P = 1$) sur $|Z| = R$, et

$$f_n(z) = \frac{1}{2}\left[R^{-n}\left(z+\sqrt{z^2-1}\right)^n + R^n\left(z-\sqrt{z^2-1}\right)^n\right],$$

orthogonale de poids $\varpi(z) = 1/\left|\sqrt{z^2-1}\right|$ sur $\mathcal{C}_R$ [généralisation des fonctions $\cos n \arccos z$ [2]]

$$\varphi_n(x) = \sin nx, \qquad p(x) = 1; \qquad F_n(Z) = \operatorname{sh} n \operatorname{Log}\frac{Z}{R} = \frac{1}{2}\left(\frac{Z^n}{R^n} - \frac{R^n}{Z^n}\right), \qquad P = 1;$$

$$f_n(z) = \pm\frac{1}{2}\left[R^{-n}\left(z+\sqrt{z^2-1}\right)^n - R^n\left(z-\sqrt{z^2-1}\right)^n\right], \qquad \varpi(z) = \frac{1}{\left|\sqrt{z^2-1}\right|}.$$

$$\varphi_n(x) = e^{inx}, \qquad p(x) = 1; \qquad F_n(Z) = Z^n, \qquad P = 1;$$

$$f_n(z) = \left(z+\sqrt{z^2-1}\right)^n \quad \text{ou} \quad \left(z-\sqrt{z^2-1}\right)^n, \quad \varpi(z) = \frac{1}{\left|\sqrt{z^2-1}\right|}, \quad \Pi(z) = \frac{1}{|z^2-1|},$$

---

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 771.

(2) *Comptes rendus*, **219**, 1944, p. 668.

et

$$\varphi_n(x) = \cos n(x - i\log R), \quad p(x) = 1; \quad F_n(Z) = \frac{1}{2}\left(Z^n + \frac{1}{Z^n}\right),$$

$P = 1$ sur $C(O,R)$ et $C(O; R_0, R)$ $(R_0 \leq |Z| \leq R)$.

$f_n(z) = \cos n \arccos z$ [polynomes trigonométriques ([2])],

$$\varpi(z) = \frac{1}{|\sqrt{z^2-1}|}, \qquad \Pi(z) = \frac{1}{|z^2-1|}.$$

Pour $\varphi_n(x) = \sin n(x - i\log R)$, résultats analogues. Signalons aussi

$$f_n(z) = \frac{\sin(n+1)\arccos z}{\sin \arccos z} \text{ (polynomes)}, \qquad \varpi(z) = |\sqrt{z^2-1}|, \qquad \Pi(z) = 1.$$

$$\varphi_n(x) = \frac{\sin(n+0,5)(x - i\log R)}{\sin 0,5(x - i\log R)}, \qquad p(x) = |1 - \cos(x - i\log R)|;$$

$$F_n(Z) = \frac{Z^{n+\frac{1}{2}} - Z^{-\left(n+\frac{1}{2}\right)}}{Z^{\frac{1}{2}} - Z^{-\frac{1}{2}}}, \quad P(Z) = \left|\sqrt{Z} - \frac{1}{\sqrt{Z}}\right|^2 \text{ sur } |Z| = R \text{ et } C(O; R_0, R);$$

$$f_n(z) = \frac{\sin\left(n+\frac{1}{2}\right)\arccos z}{\sin\frac{1}{2}\arccos z} \text{ (polynomes)}, \qquad \varpi(z) = \left|\sqrt{\frac{z-1}{z+1}}\right|, \qquad \Pi(z) = \frac{1}{|z+1|}.$$

Pour $\varphi_n(x) = \dfrac{\cos(n+0,5)(x - i\log R)}{\cos 0,5(x - i\log R)}$, résultats analogues.

Les suites de polynomes de Legendre X_n, de Laguerre L_n, d'Hermite U_n, de Jacobi, donnent chacune plusieurs suites linéairement orthogonales sur $|Z| = R$ et sur les ellipses $\mathcal{C}_R$. Citons

$$X_n\left(\frac{Z^2 + R}{2iZ\sqrt{R}}\right), \quad P(Z) = |Z + R| \text{ sur } |Z| = R; \quad \frac{R^n + (-1)^n Z^{2n}}{Z^n}, \quad P(Z) = 1 \text{ sur } |Z| = R;$$

$$L_n\left(\frac{1}{i}\frac{\sqrt{Z} + i\sqrt{R}}{\sqrt{Z} - i\sqrt{R}}\right), \quad U_n\left(i\frac{Z-R}{Z+R}\right), \quad L_n\left(\frac{\pi \arccos z + i\log R}{\pi \arccos z - i\log R}\right), \quad \text{poids } ad\ hoc.$$

La méthode est aussi applicable à des suites de fonctions discontinues, comme la suite de Haar, ou non analytiques, comme la suite de Schauder.

TOPOLOGIE. — *Remarque sur les variétés feuilletées contenant une feuille compacte à groupe de Poincaré fini.* Note (*) de M. **Georges Reeb**, présentée par M. Élie Cartan.

Dans une Note antérieure ([1]) j'ai énoncé sous une forme un peu plus particulière le théorème suivant :

Théorème 1. — *Si la variété V_n est feuilletée ([1]) pour la dimension $n-1$, et si Ω est un ouvert satisfaisant aux conditions suivantes : a. l'ouvert Ω est connexe, et il est saturé pour la relation d'équivalence : « x et y appartiennent à*

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) G. Reeb, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1613.

une même feuille de V_n », b. l'adhérence $\overline{\Omega}$ de Ω est compacte, c. l'ouvert Ω contient une feuille compacte à groupe de Poincaré fini, alors toutes les feuilles contenues dans $\overline{\Omega}$ sont compactes à groupe de Poincaré fini.

[En particulier si V_n est connexe et compacte, on peut poser $\Omega = V_n$, et l'on obtient le théorème 2 de la Note ([1]).]

On peut se demander si ce résultat est encore valable dans le cas d'une variété feuilletée pour la dimension q (avec $q \leq n-2$). Voici un contre-exemple, qui montre que la réponse est négative.

A cet effet soit V_n le produit topologique $S_{n-2}\, S_1\, S_1^*$ où S_{n-2}, S_1 et S_1^* sont des sphères euclidiennes ayant respectivement $n-2$ et 1 dimensions. Les sphères S_{n-2}, S_1 et S_1^* sont munies d'une structure de variété analytique; par suite il en est de même pour V_n.

Soit $x_1(z)$ pour $z \in V_n$, la première coordonnée cartésienne de la projection canonique $x(z)$ de z sur S_{n-2} $\left(\text{l'équation cartésienne de } S_{n-2} \text{ étant } \sum_{i=1}^{n-1} (x_i)^2 = 1\right)$. Soient $\varphi(z)$ et $\theta(z)$ les abscisses angulaires des projections de z sur S_1 et S_1^*. [Donc $\varphi(z)$ et $\theta(z)$ sont définies modulo 2π.]

A l'aide des formes différentielles dx_1, $d\varphi$ et $d\theta$ sur V_n et des fonctions numériques x_1 et $\sin\varphi$, nous pouvons construire les deux formes différentielles

$$\omega_1 = d\varphi, \qquad \omega_2 = [(1-\sin\varphi)^2 + x_1^2]\, d\theta + \sin\varphi\, dx_1.$$

Ces deux formes différentielles sont linéairement indépendantes en tout point $z \in V_n$.

En effet si z est tel que $x_1 \neq 0$ ou $\sin\varphi \neq 1$, le coefficient de $d\theta$ sera non nul. Or une combinaison linéaire $a\, d\varphi + b\, d\theta + c\, dx_1$ ne peut être nulle que si $a=0$ et $b=0$.

Si par contre $x_1 = 0$ et $\sin\varphi = 1$, la forme dx_1 est non nulle et par suite aussi $\sin\varphi\, dx_1$; or $d\varphi$, $d\theta$ et dx_1 sont indépendantes.

Le système différentiel $\omega_1 = 0$, $\omega_2 = 0$ définit dans V_n un champ E_{n-2} d'éléments de contacts à $n-2$ dimensions.

Ce champ est évidemment complètement intégrable (les formes ω_1, ω_2 s'expriment à l'aide des seules fonctions θ, φ et x_1).

Le champ E_{n-2} admet les systèmes de variétés intégrales suivants :

a. Les variétés définies par $\sin\varphi = 0$, $\theta = \text{const.}$, qui sont homéomorphes à S_{n-2}, et par suite simplement connexes.

b. Les variétés définies par $\sin\varphi = 1$, $\theta - \theta_0 = 1/x_1$ (et $x_1 \neq 0$) qui sont non compactes.

c. La variété définie par $\sin\varphi = 1$, $x_1 = 0$ qui est compacte, mais à groupe de Poincaré non fini, puisqu'elle est homéomorphe à $S_{n-3} \times S_1$ où S_{n-3} est l'équateur de S_{n-2} (défini par $x_1 = 0$).

On peut vérifier de plus que les variétés intégrales compactes à groupe de

Poincaré fini, ont pour réunion un ouvert. [En fait elles ont pour équation $\sin\varphi = \text{const.} \neq 1$; $\theta - \theta_0 = [\sin\varphi/(1-\sin\varphi)] \operatorname{arc\,tg}[x_1/(1-\sin\varphi)]$ et elles sont homéomorphes à S_{n-2}.]

Si nous supposons de plus que V_n est un espace de Riemann, nous pouvons vérifier que pour $N > 0$ donné, il existe une variété intégrale compacte, homéomorphe à S_{n-2}, dont le volume est supérieur à N. (En fait il suffit de choisir une variété intégrale vérifiant $\sin\varphi = 1 - \alpha$ où $\alpha > 0$ est assez petit.)

Ce dernier résultat a une portée générale :

Si la variété V_n est feuilletée pour la dimension q ($q \leq n-1$) et si $\Omega \subset V_n$ est un ouvert vérifiant les conditions a, b, c du théorème 1, et si de plus Ω contient une feuille qui n'est pas compacte à groupe de Poincaré fini, il existe des feuilles compactes, à groupe de Poincaré fini, dont l'*étendue* est supérieure à un entier donné N.

[Pour définir l'*étendue* d'une feuille de Ω nous pouvons procéder ainsi : Soit A (¹), (²) un atlas de V_n dont chaque carte (f_i, Ω_i) est un homéomorphisme de Ω_i, sur le pavé P_n de R^n défini par $-1 < x^i < 1$ $(1 = i \ldots n)$, l'homéomorphisme inverse f_i^{-1} appliquant les variétés planes $x^i = \text{const.}$ $(i = q+1 \ldots n)$ dans les feuilles de V_n. L'image réciproque par f_i d'une variété plane $x^i = \text{const.}$ $(i = q+1 \ldots n)$ sera appelée plaque de Ω_i. Comme $\overline{\Omega}$ est compact, il peut être recouvert par un nombre fini d'ouverts Ω_i. L'étendue d'une feuille sera le nombre de plaques des ouverts Ω_i qu'elle contient.]

GÉOMÉTRIE. — *Sur la détermination des surfaces à courbure moyenne isotherme.* Note (*) de M. **Victor Lalan**, présentée par M. Élie Cartan.

1. J'ai déjà signalé l'existence, sur les surfaces dont les lignes d'égale courbure moyenne sont isothermes, d'une fonction remarquable, grâce à laquelle s'expriment très simplement les formes minima de la surface (¹). Cette fonction apparaît aussi, d'une façon toutefois moins naturelle, quand on se place au point de vue réel.

Utilisons un trièdre trirectangle mobile (²), dont le premier vecteur Me_1 soit orthogonal à la ligne $H = \text{const.}$ qui passe en M (H, courbure moyenne). Le caractère isotherme des lignes $H = \text{const.}$ se manifeste par le fait que, si l'on pose $\omega_{12} = h\omega_1 + k\omega_2$, la forme $h\omega_2 - k\omega_1$ est une différentielle exacte. Le

(²) L'atlas A est contenu dans l'atlas complet A* (¹) définissant la structure de variété feuilletée.

(*) Séance du 12 avril 1948.

(¹) *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 883-885 et *Bull. Soc. Math. de France*, **75**, 1947, p. 81.

(²) La méthode employée est celle de M. É. Cartan dans *Les systèmes différentiels extérieurs et leurs applications géométriques*, Paris, 1945.

système différentiel définissant nos surfaces sera donc

$$(1)\quad \begin{cases} \omega_{13} = a\omega_1 + b\omega_2, & \omega_{23} = b\omega_1 + c\omega_2, \\ dH = \lambda\omega_1 & \\ \omega_{12} = h\omega_1 + k\omega_2, & \dfrac{d\mu}{\mu} = -k\omega_1 + h\omega_2, \end{cases} \qquad \left(H = \frac{a+c}{2}\right),$$

d'où, en différentiant extérieurement,

$$(2)\quad \begin{cases} [da\,\omega_1] + [db\,\omega_2] + (\overline{a-c}\,h + 2bk)[\omega_1\omega_2] = 0, \\ [db\,\omega_1] + [dc\,\omega_2] + (2bh + \overline{c-a}\,k)[\omega_1\omega_2] = 0, \\ \qquad\qquad [(d\lambda - \lambda h\omega_2)\omega_1] = 0, \\ [dh\,\omega_1] + [dk\,\omega_2] + (h^2 + k^2 + ac - b^2)[\omega_1\omega_2] = 0, \\ \qquad\qquad [-dk\,\omega_1] + [dh\,\omega_2] = 0. \end{cases}$$

On constate que le système est en involution avec $s_1 = 5$; la solution générale dépend donc de *cinq fonctions arbitraires d'un argument.*

2. Nous allons montrer que *la détermination des surfaces en question se laisse ramener à l'intégration d'une équation aux dérivées partielles du quatrième ordre, contenant dans ses coefficients une fonction arbitraire d'un argument.*

D'après la dernière équation (1), μ est facteur intégrant à la fois pour ω_1 et pour ω_2; on peut donc poser $dx = \mu\omega_1$, $dy = \mu\omega_2$, de sorte que $h = \mu'_y$, $k = -\mu'_x$. La quatrième relation (2) devient, dans ces conditions,

$$(3)\qquad \Delta_2(\log\mu) = \frac{ac - b^2}{\mu^2} \qquad \left(\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right).$$

Appelant θ l'angle de Me_1 avec la première direction principale, et A la demi-différence des courbures principales, nous avons, par les formules d'Euler et d'Ossian Bonnet,

$$(4)\qquad a = H + A\cos 2\theta, \qquad b = -A\sin 2\theta, \qquad c = H - A\cos 2\theta.$$

Or, les deux premières relations quadratiques (2) donnent

$$-a_2 + b_1 + (a-c)h + 2bk = 0,$$
$$-b_2 + c_1 + 2bh + (c-a)k = 0,$$

ce qui, d'après (4), et compte tenu de $H_1 = \lambda$, $H_2 = 0$, $h = \mu_2/\mu$, $k = -\mu_1/\mu$, s'écrit

$$\left(\frac{A\sin 2\theta}{\mu^2}\right)_1 + \left(\frac{A\cos 2\theta}{\mu^2}\right)_2 = 0,$$
$$\left(\frac{A\cos 2\theta}{\mu^2}\right)_1 - \left(\frac{A\sin 2\theta}{\mu^2}\right)_2 = \frac{\lambda}{\mu^2}.$$

La première de ces relations montre qu'il existe une fonction $\psi(x, y)$ vérifiant

$$d\psi = \frac{2A\cos 2\theta}{\mu^2}\,dx - \frac{2A\sin 2\theta}{\mu^2}\,dy,$$

d'où

(5) $$\Delta_1\psi = \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)^2 = \frac{4A^2}{\mu^4},$$

et la seconde, quand on pose $H = f(x)$, d'où $\lambda = \mu f'(x)$, que

(6) $$\Delta_2\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = \frac{2f'(x)}{\mu^2}.$$

La fonction ψ ainsi définie est celle dont nous parlions en débutant. En vertu de (5) et (6), μ et A s'expriment en fonction de $f(x)$ et de $\psi(x, y)$

$$\mu^2 = \frac{2f'(x)}{\Delta_2\psi}, \quad A = f'(x)\frac{\sqrt{\Delta_1\psi}}{\Delta_2\psi},$$

et l'équation (3), qui traduit le théorème de Gauss, devient, puisque $ac - b^2 = H^2 - A^2$,

(7) $$\Delta_2 \log\frac{\Delta_2\psi}{f'(x)} = \frac{\Delta_1\psi}{\Delta_2\psi}f'(x) - \Delta_2\psi\frac{f^2(x)}{f'(x)};$$

c'est l'équation aux dérivées partielles en ψ que nous avions en vue. Son intégration introduira, d'après ce qui a été vu au n° 1, quatre fonctions arbitraires d'un argument, en plus de la fonction arbitraire $f(x)$ qui figure dans les coefficients. Si l'on posait $x = u + v$, $y = i(u - v)$, on obtiendrait, pour (7), l'expression qui figure dans ma Note antérieure.

Les lignes $\psi(x, y) = $ const. ont pour équation

$$\cos 2\theta\, dx - \sin 2\theta\, dy = 0,$$

ce qui prouve que les lignes de courbure bissectent les lignes $H = $ const. et $\psi = $ const.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Interprétation de l'influence d'un champ magnétique sur le frottement intérieur des corps ferromagnétiques.* Note (*) de M. **Christian Boulanger**, présentée par M. Pierre Chevenard.

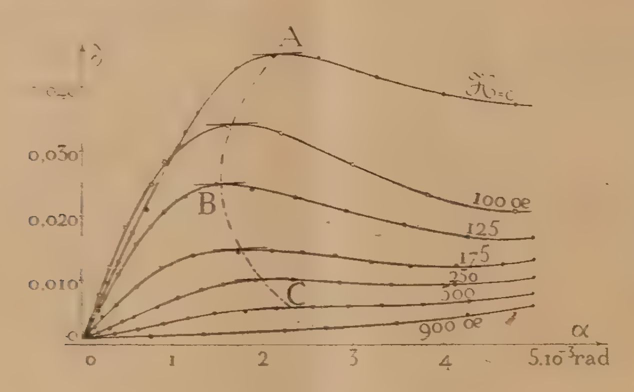
L'attention a déjà été attirée ([1]) sur le maximum très accusé de la courbe qui représente, en fonction de l'amplitude, le frottement intérieur d'un métal ou d'un alliage ferromagnétique et sur la disparition de cette singularité dans un champ magnétique capable de créer la saturation. J'ai entrepris d'étudier ce changement d'aspect pour divers métaux, aciers et alliages austénitiques, sous des champs de plus en plus intenses jusqu'à 1 000 œ : la figure, donnée à titre d'exemple, concerne un nickel commercialement pur. D'autres auteurs,

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1286.

notamment M. Billot ([2]), ont déjà étudié le phénomène. Mais opérant sur des fils, c'est-à-dire sous faibles contraintes, ils n'ont pas atteint le maximum du décrément δ, facilement accessible au contraire avec le micropendule de Coulomb et les microéprouvettes en usage au laboratoire d'Imphy, où ces expériences ont été faites.

Extrapolées jusqu'à l'amplitude α nulle, toutes les courbes (δ, α) aboutissent à un même point. Lorsque le champ s'élève, leur pente à l'origine s'accroît d'abord, puis décroît et tend vers zéro. L'ordonnée du maximum diminue constamment, tandis que l'abscisse se déplace vers la gauche, puis vers la droite (courbe ABC). *Tous ces phénomènes me semblent s'interpréter dans le détail par la théorie des domaines de P. Weiss.*



Comme l'ont établi plusieurs auteurs ([3]), une déformation élastique détermine à la fois un déplacement et une rotation de ces domaines, c'est-à-dire agit comme un champ magnétique : d'où analogie entre l'hystérésis magnétique et l'hystérisis mécanique d'origine ferromagnétique. La perte d'énergie par cycle mécanique étant le produit du décrément δ, fonction linéaire de l'amplitude α au voisinage de l'origine, par l'énergie potentielle sensiblement proportionnelle à α^2, se trouve être quasi proportionnelle à α^3, suivant une loi analogue à celle de L. Rayleigh. Puis elle tend vers une limite comme l'hystérésis magnétique. Superposer un champ magnétique aux oscillations mécaniques, c'est ne plus se placer à l'origine de la courbe *aimantation-champ* pour une amplitude nulle; c'est aussi réduire le nombre de déplacements possibles des parois qui limitent les domaines de P. Weiss; c'est donc amoindrir les effets du ferromagnétisme sur l'amortissement.

Pour des champs faibles, n'excédant pas la validité de la loi de L. Rayleigh, la courbe (δ, α) sera peu changée. Cependant, le δ maximum sera plus faible

---

([2]) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 453.

([3]) F. Bitter, *Introduction to ferromagnétism*, 1937.

et sera atteint pour une moindre contrainte : d'où orientation vers la gauche du tronçon AB de la courbe ABC.

Si l'on fait croître le champ, aussitôt dépassée la validité de la loi de L. Rayleigh, les cycles d'hystérésis magnétique sont plus enflés pour une même variation de champ. Par analogie, les cycles mécaniques doivent être plus enflés pour une même variation de contrainte, de telle sorte que la pente à l'origine de la courbe (δ, α) va croître : la courbe 100 œ part, en effet, au-dessus de la courbe $\mathcal{H} = 0$. Le maximum de δ sera moins élevé; il sera déplacé vers la gauche, d'une part, à cause du moindre déplacement des parois, d'autre part, parce que l'amplitude α nulle est décalée par rapport au centre du cycle magnétique.

Pour des champs plus intenses encore, où les domaines subissent la rotation réversible, la pente à l'origine de la courbe (δ, α) va diminuer et le maximum sera reporté vers les α croissants : d'où orientation vers la droite du tronçon BC de la courbe ABC.

A saturation enfin, les parois des domaines de P. Weiss ne sont plus susceptibles de déplacements et la courbe (δ,α) devient celle d'un métal non ferromagnétique.

Si le métal est très légèrement écroui, les courbes (δ, α) cessent d'avoir un point commun sous amplitude nulle, puisque celle-ci ne correspond plus à des tensions nulles. Un écrouissage énergique, en bloquant tout déplacement des parois, supprime complètement l'hystérésis mécanique d'origine ferromagnétique.

Les phénomènes décrits sont ceux qu'on observe sur les corps magnétiquement doux. S'il existe une hystérésis tournante notable, comme dans les aciers trempés, le décrément sous amplitude nulle n'est plus indépendant du champ magnétique, mais croît avec lui au moins jusqu'à 1000 œ.

HYDRAULIQUE. — *Sur les changements de régime dans les canalisations. Étude expérimentale de la dispersion parallèle.* Note (*) de M. **Louis A. Sackmann**, présentée par M. Henri Villat.

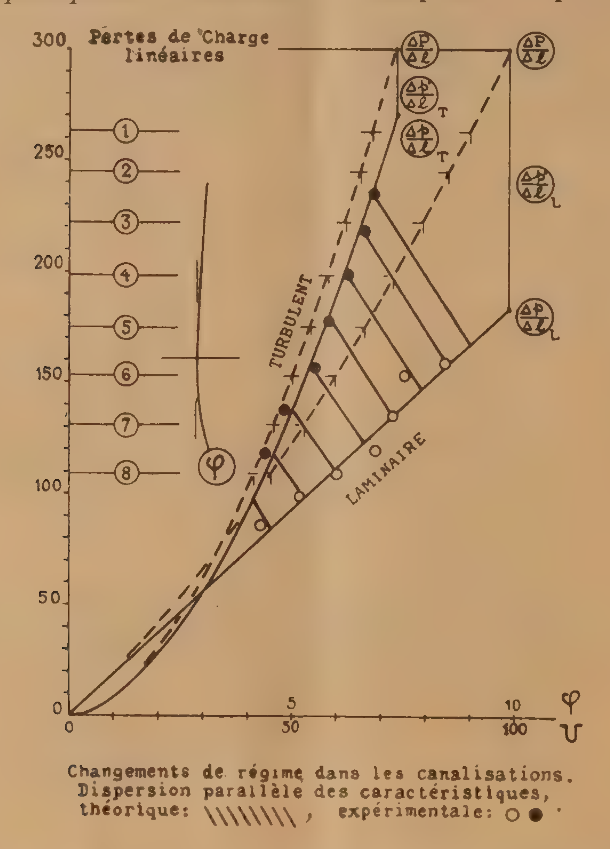
Rappel des résultats théoriques. — Nous avons soumis le phénomène de transition dans les tubes à une étude sélective, en retenant, grâce à des mesures instantanées, les caractéristiques extrêmes des régimes alternants. On aboutit ainsi au dédoublement du point représentatif unique de la perte de charge moyenne, relatif au débit d'écoulement.

L'expérience a révélé, par la représentation graphique des pertes de charge, que les points doubles ainsi définis se situent respectivement sur les courbes classiques de Poiseuille ou de Blasius : les régimes participants extrêmes sont donc soit laminaire, soit turbulent.

(*) Séance du 19 avril 1948.

Des recherches théoriques récentes (¹), sur la dispersion géométriques de ces doublets, ont enfin montré que ces derniers, dans tout le domaine de la transition, prennent un *alignement pratiquement parallèle*, calculable en fonction des paramètres physiques et géométriques du problème. Nous nous proposons de soumettre ce résultat à une vérification expérimentale.

Notations principales. — On étudie et l'on représente le phénomène dans le



Changements de régime dans les canalisations.
Dispersion parallèle des caractéristiques,
théorique: \\\\\\\\ , expérimentale: ○ ●

plan des *vitesses. Pertes de charges linéaires*, en partant de la perte de charge totale, à laquelle on fait subir la correction de force vive.

Soient : U_L, U_T les vitesses instantanées extrêmes,

ΔP la perte de charge totale,

$\Delta p'$ la correction de force vive,

Δl la longueur de la canalisation,

$\left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_L$, $\left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_T$ les pertes de charges linéaires corrigées,

(¹) L. A. Sackmann, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 793.

$\operatorname{tg}\alpha$ la pente des doublets de la représentation graphique :
on a trouvé

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_T - \left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_L}{U_T - U_L} = \varphi\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right).$$

Vérification expérimentale. — a. Les données expérimentales sont tirées d'un travail exécuté avec Codaccioni à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille ([2]). Le dispositif, perfectionné, dérivait de celui de Reynolds.

Les mesures comprenaient huit charges différentes, réparties le long de la transition, et pour lesquelles nous avions déterminé les vitesses extrêmes. On calcule ensuite les pertes de charge corrigées correspondantes.

Les points expérimentaux doubles : ◯ (laminaire) et ◍ (turbulent), sont représentés dans la figure ci-contre, avec les courbes continues pour les régimes nettement établis de Poiseuille et de Blasius.

b. Les doublets théoriques correspondants, calculés d'après ce qui précède, sont figurés par des segments transversaux ///////// reliant les deux courbes. La figure est enfin complétée par la courbe représentative de la fonction φ, dont les valeurs numériques ont été calculées antérieurement ([1]).

Résultats. — On peut dégager actuellement les résultats suivants :

1° *Les points expérimentaux*, tout en s'intégrant respectivement aux courbes des régimes *laminaire* et *turbulent*, coïncident avec les pôles des doublets théoriques, aux erreurs de mesure près. Pour les expériences ① et ⑧, effectuées aux frontières du domaine de la transition, seuls les régimes limites subsistaient; il n'y a donc pas de dédoublement.

2° *Les doublets de la scission*, résultat de l'alternance des régimes, se dispersent parallèlement dans le domaine de transition, comme le réclame la variation extrêmement lente de la fonction φ.

Conclusions. — L'étude des caractéristiques moyennes de l'écoulement, déduites des mesures de débit, semble être sous la domination de la loi de dispersion.

ASTROPHYSIQUE. — *Le groupe* 4050 Å *dans le spectre des noyaux des comètes* 1946 *a* et 1946 *b*. Note (*) de MM. **Tcheng Mao-lin** et **Charles Fehrenbach**, présentée par M. Bernard Lyot.

Swings ([1]) a montré que le groupe de radiations 4050 Å du spectre des noyaux cométaires paraissait identique à celui de la molécule CH_2 obtenu au

---

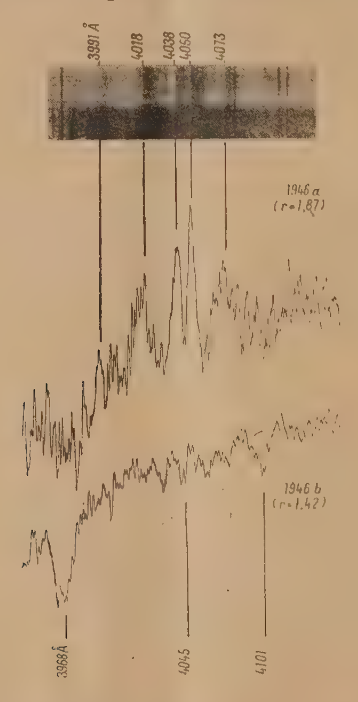
([2]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1326.

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) *Monthly Notices of R. A. S.*, **2**, 1943, p. 86.

laboratoire par Herzberg (²). Depuis, Mme Herman (³) a excité, par une méthode toute différente, le spectre de la même molécule et a mesuré les longueurs d'onde des radiations émise. La comparaison avec les longueurs d'onde des comètes 1940 *c* (Swings, Elvey et Babcock) et 1942 *g* (Dufay et Tcheng Mao-Lin) a confirmé l'attribution à CH_2 du groupe 4050 Å.

Nous avons étudié spécialement ce groupe dans les comètes 1946 *a* et 1946 *b*, au moyen du spectrographe à fente à un prisme de flint monté sur le télescope de 120cm de l'Observatoire de Haute-Provence. Un cliché de la comète 1946 *a* a été obtenu avec 11 heures de pose, au cours de 3 nuits et 3 clichés de la



comète 1946 *b*, avec des poses de 3 heures 30 à 6 heures. Nous donnons, dans le Tableau ci-contre, les longueurs d'onde mesurées de 4078 à 4140 Å. Pour la comète 1946 *b*, on a pris la moyenne des mesures faites sur les deux meilleurs clichés. Les radiations trouvées sur un seul d'entre eux figurent entre parenthèses. L'accord avec les déterminations du laboratoire est satisfaisant dans l'ensemble, sauf au voisinage de la forte raie d'absorption H_δ. Les spectres de ces deux comètes sont en effet caractérisés par un fond continu intense et la présence de nombreuses raies d'absorption solaires qui rendent plus difficile et moins sûre la mesure des bandes d'émission.

(²) *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 1942, p. 195.

(³) *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 281.

Laboratoire (Herman).	Comètes 1946 *a*.	Comètes 1946 *b*.
3 979,7.....	3 978,4 (1,7)	[3 980,0 (1,6)]
3 983,3.....		[3 983,5 (0,8)]
(3 985,1)		
3 987,3.....	3 987,1 (1,8)	
	3 988,6 (2,2)	[3 989,8 (1,5)]
3 990,8.....	3 990,4 (1,6)	
		[3 993,2 (1,6)]
3 994,5.....	3 994,1 (1,2)	
	3 995,8 (1,5)	3 995,8 (1,2)
(3 997,1)....		
(3 998,1)....	3 998,6 (1,8)	[3 998,3 (1,0)]
4 000,6		
(4 001,8)....		4 002,2 (1,4)
(4 007,5)....	4 007,5 (0,9)	
	4 009,2 (2,0)	
4 012,9.....	4 012,0 (2,0)	4 012,2 (1,6)
	4 014,1 (2,6)	4 014,7 (1,3)
4 015,8		
4 018,4.....	4 018,0 (3,1)	4 018,4 (1,6)
(4 020,3)....		[4 020,8 (1,4)]
(4 021,9)		
	4 023,8 (1,4)	
(4 026,6)....		[4 025,9 (1,6)]
4 033,0		
	4 035,4 (1,7)	
	4 037,4 (2,7)	
4 038,3.....	4 039,4 (3,8)	4 038,6 (1,4)
(4 042,5)....		4 043,0 (0,9)
4 043,9		
(4 046,7)....		[4 047,7 (1,0)]
4 050,0.....	4 048,9 (5,3)	4 049,5 (1,2)
4 052,2.....		4 052,2 (1,0)
(4 054,9)		
(4 056,2)		
4 062,6		
(4 063,2).....	4 063,7 (1,8)	
(4 067,1)		
		4 068,8 (0,8)
(4 070,1)....	4 070,3 (2,9)	
4 072,3.....	4 072,6 (2,7)	
4 075,0.....		4 074,3 (0,9)
	4 076,9 (1,7)	
4 084,2.....		[4 083,8 (0,7)]
	4 087,7 (1,6)	4 086,0 (1,2)
(4 089,1)		
(4 090,7)....		4 090,7 (1,1)
	4 094,7 (1,1)	
4 098,5.....		[4 097,5 (0,8)]
4 101,5		
(4 102,0)....	Absorption H_δ	
(4 103,1)		
4 105,1		
4 107,7.....	4 106,3 (1,2)	
		[4 110,0 (1,4)]
		4 115,1 (1,4)
	4 118,3 (1,2)	[4 117,8 (0,8)]
	4 122,7 (1,2)	[4 122,9 (1,4)]
	4 125,5 (1,6)	
		4 127,0 (0,9)
	4 136,4 (0,9)	[4 136,8 (1,1)]
	4 138,8 (1,2)	4 140,0 (0,8)
		[4 142,5 (0,5)]

Les enregistrements microphotométriques reproduits ci-contre montrent le groupe 4050 Å beaucoup plus intense dans la comète, 1946 *a* éloignée du Soleil ($r = 1,42$ U.A.) que dans la comète 1946 *b* plus proche ($r = 1,41$ U.A.), comme on doit s'y attendre s'il appartient à la molécule triatomique CH_2. Un agrandissement d'un cliché de M[me] Herman, reproduit à la même échelle, permet également de constater la coïncidence des principales bandes d'émission.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur le nombre de signaux discernables en présence du bruit erratique dans un système de transmission à bande passante limitée.* Note de M. **Jacques Laplume**.

Soit un signal $s(t)$ de durée T, défini par sa densité spectrale d'énergie $S(f)$. Ce signal peut être transmis sans distorsion exagérée à travers un circuit de bande passante W pourvu que la quasi-totalité de l'énergie soit comprise dans la bande $0 \leq f \leq W$. Le bruit erratique, de densité spectrale $\beta(f) = \text{const.}$, a pour effet d'introduire dans la mesure de la composante $S(f)$ une incertitude $\Delta S(f) = \beta$. D'autre part, si l'on imagine que le spectre est analysé au moyen de $n = W/\Delta f$ circuits de bande passante Δf accordés sur les différentes régions du spectre, la bande Δf de ces circuits doit être de l'ordre de grandeur de $1/T$ au plus afin que la durée d'établissement du régime permanent dans ces circuits soit au plus égale à T. Dans le plan S, f, la zone d'incertitude de localisation d'un point figuratif est donc un rectangle de base Δf et de hauteur β.

L'aire limitée par l'enveloppe du spectre peut contenir $N = \dfrac{\int S\,df}{\beta\,\Delta f}$ rectangle d'incertitude. L'intégrale du numérateur représente la puissance moyenne P du signal. Si b désigne la puissance de bruit, $b = \beta W$, de sorte que

$$N = \frac{P}{b} n = \frac{P}{b} TW.$$

On obtiendra tous les spectres discernables à la réception en répartissant ces N rectangles d'incertitude sur la plage W, c'est-à-dire entre n colonnes verticales, les rectangles d'incertitude étant naturellement indiscernables. Cette répartition peut être faite de $M = (N + n - 1)!/N!(n-1)!$ manières différentes, chacune d'elles définissant un spectre, et par conséquent un signal, discernables.

On peut encore mettre M sous la forme

$$M = \frac{1}{NB(N, n)} = \frac{1}{\frac{P}{b} TWB\left(\frac{P}{b} TW, TW\right)}, \tag{1}$$

B étant la fonction eulérienne de seconde espèce.

Si N et n sont suffisamment grands, on peut former une expression approchée de $\log M$ en utilisant la formule de Stirling limitée aux termes prépondérants. On trouve ainsi

$$\log M \neq N \log \frac{N+n}{N} + n \log \frac{N+n}{n}. \tag{2}$$

Si, de plus, $N \gg n$,

$$\log M \neq n \log \frac{N}{n} = TW \log \frac{P}{b}. \tag{3}$$

Considérons maintenant le cas où le signal $s(t)$ est utilisé pour transmettre à distance un certain nombre d'indications devant permettre la reconstitution d'un signal originel $u(t)$.

L'opération qui effectue le passage de $u(t)$ à $s(t)$, et réciproquement, définit un type de modulation, en prenant ce terme dans son sens le plus général. Cette transformation est supposée biunivoque.

Le signal $u(t)$ pourra être reconstitué si l'on connaît les valeurs de u à des instants régulièrement espacés de Δt, la fidélité de reproduction étant d'autant meilleure que Δt est plus petit. La durée θ du signal originel comprend $r = \theta/\Delta t$ intervalles Δt.

Soit a l'amplitude maximum de $u(t)$, et soit Δa la précision sur l'évaluation de u. Deux signaux $u(t)$ seront discernables s'ils diffèrent de Δa au moins pendant l'un des intervalles Δt. Dans chacun de ces intervalles, le signal peut avoir l'une quelconque des amplitudes discernables 0, Δa, $2\Delta a$, $\ldots$, $q\Delta a$, avec $q = (a/\Delta a)$.

Ces amplitudes discernables sont au nombre de $q+1$. Le nombre total des signaux discernables est donc

$$M = (q+1)^r,$$

d'où

$$\log M = r \log(q+1). \tag{4}$$

Dans le cas où $N \gg n \gg 1$, on obtient, par comparaison avec (3),

$$\frac{r}{T} = W \frac{\log \frac{P}{b}}{\log(q+1)}. \tag{5}$$

Le facteur r/T mesure la *définition* du signal $u(t)$ au sens que les spécialistes de la télévision attachent à ce terme.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Rayon classique de l'électron et déplacement du niveau 2S de l'atome d'hydrogène.* Note (*) de M. **Piero Caldirola.**

Récemment Lamb et Retherford [1] ont démontré que le niveau $2S_{1/2}$ de l'atome d'hydrogène est déplacé relativement au niveau $2P_{1/2}$ d'une quantité $\Delta\nu = 0{,}03\ \text{cm}^{-1}$. L'existence d'un tel déplacement a été déjà suggérée, il y a quelques années, par Pasternack [2] dans l'essai d'expliquer les résultats expérimentaux de Houston et de Wiliams [3] relatifs à la structure fine de la

(*) Séance du 12 avril 1948.

(1) *Phys. Rev.*, **72**, 1947, p. 241.

(2) *Phys. Rev.*, **54**, 1938, p. 113.

(3) W. V. Houston, *Phys. Rev.*, 51, 1937, p. 446; R. C. Williams, *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 558; les résultats de ces Auteurs ont été confirmés par L. Giulotto, *La Ricerca Scientifica*, **17**, 1947, p. 209.

raie H_α. On sait d'ailleurs que la théorie de Dirac, appliquée au problème d'un électron soumis à l'action du champ coulombien produit par son interaction avec le proton, prévoit la coïncidence des niveaux $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$. Pour expliquer le deplacement du niveau $2S_{1/2}$, quelques auteurs [4] ont admis que, à des distances très petites, l'interaction proton-électron cessait d'être coulombienne. Sommerfeld [5] a discuté à fond cette possibilité en démontrant que des résultats en accord avec l'expérience peuvent être obtenus seulement en admettant que le champ cesse d'être coulombien à des distances

$$r \leq R \approx 13,7\, r_0,$$

$r_0 = e^2/m_0c^2$ étant le *rayon classique* de l'électron. Le rayon critique R, trouvé par Sommerfeld, est trop grand pour être acceptable si l'on suppose que l'interaction de nature non coulombienne est d'origine nucléaire. D'ailleurs une explication plausible du déplacement du niveau 2S a été récemment proposée par Bethe [6] qui le suppose dû à l'interaction de l'électron avec le champ électromagnétique de radiation. Nous désirons faire remarquer qu'il n'y a aucune différence substantielle parmi les résultats qu'on obtient dans une théorie phénoménologique dans laquelle on admet qu'à petites distances entre l'électron et le proton le champ cesse d'être coulombien et les résultats de Bethe, à condition qu'on examine avec soin le sens qu'il faut attribuer au concept de rayon classique de l'électron. On sait que dans la théorie classique des phénomènes électromagnétiques, l'on suppose l'électron possédant une distribution rigide de charge électrique à l'intérieur d'une sphère de rayon r_0; on détermine ce rayon en écrivant la condition

$$\frac{e^2}{r_0} \approx m_0 c^2,$$

qui exprime que l'énergie électrostatique de l'électron est, comme ordre de grandeur, égale à toute son énergie propre. On en tire la valeur du rayon classique de l'électron

$$r_0 \approx \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,8.10^{-13}\ \text{cm}.$$

Mais si l'on tient compte que l'électron possède aussi un moment magnétique, on doit, en suivant une observation due à Born et Schrœdinger [7], lui attribuer un rayon classique sensiblement supérieur de r_0. En effet, en supposant le moment magnétique distribué sur une sphère de rayon r', on pourra écrire la

(4) E. C. KEMBLE et R. D. PRESENT, *Phys. Rev.*, **44**, 1932, p. 1031; H. FRŒHLICH, W. HEITLER et B. KAHN, *Proc. Roy. Soc.*, A **171**, 1939, p. 269; B. KAHN, *Physica*, **8**, 1941, p. 58.

(5) *Zeits. f. Phys.*, **118**, 1941, p. 295.

(6) *Phys. Rev.*, **72**, 1947, p. 339.

(7) *Nature*, **135**, 1935, p. 342; *cf.* G. PETIAU, *La Revue scientifique*, **85**, 1947, p. 917.

relation

$$\frac{1}{2}\frac{\mu_0^2}{r'^3} \leq m_0 c^2,$$

d'où [posant $\mu_0 = (eh/4\pi m_0 c^2)$ et $\alpha = (hc/2\pi e^2) = (1/137)$] on tire

$$r' \geq \left(\frac{\mu_0^2}{2 m_0 c^2}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{r_0}{2\alpha^{\frac{2}{3}}} \approx 13,6 r_0.$$

Puisque r' est sensiblement supérieur à r_0, l'énergie électrostatique d'un électron sphérique de rayon r' se trouve être une petite fraction de celle magnétique liée au moment μ_0 et peut être négligée dans l'évaluation du rayon classique de l'électron, qui pourra donc être supposé égal à $r' \approx 13,6\ r_0$. On voit pourtant qu'il y a une coïncidence parfaite entre la valeur du rayon classique de l'électron, calculée en considérant l'existence du moment magnétique, et la distance critique R à laquelle on doit supposer que les forces entre l'électron et le proton ne suivent plus la loi de Coulomb. Dans la théorie relativiste et dans celle quantique, où l'électron est considéré comme rigoureusement ponctuel, la notion de rayon de l'électron intervient pour définir un domaine dimensionnel autour de l'électron où les lois de Maxwell ne s'appliquent plus. Dans ce domaine, on devra remplacer les forces coulombiennes avec des forces d'autre type; comme il a été démontré par Sommerfeld, l'allure effective des forces pour $r < r'$ n'est pas trop sensible dans le calcul du déplacement du niveau 2 S. De cela résulte évident le lien entre la notion du rayon classique de l'électron et les considérations de Bethe.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Application aux mélanges de la théorie du transfert des grandeurs aléatoires*. Note de M. **Jean Bass**.

Dans des Notes antérieures (¹) j'ai étudié la théorie du transfert des grandeurs aléatoires, et j'ai montré qu'elle s'applique formellement à la mécanique quantique, quoique la signification physique des grandeurs introduites reste parfois peu nette. Je m'étais alors borné aux cas purs. Je me propose d'étudier ici le cas des *mélanges*. On sait qu'un mélange est défini par un opérateur statistique intégral ayant un noyau $S(x_k, y_k, t)$, dont les propriétés sont bien connues. La moyenne d'une grandeur correspondant à un opérateur A est

$$\overline{A} = \int \lim_{y_k = x_k} AS(x_k, y_k, t)\, dx, \qquad dx = dx_1\, dx_2\, dx_3.$$

On retrouve les formules des cas purs si $S(x_k, y_k, t) = \psi(x_k, t)\psi^*(y_k, t)$.

Si A et B sont deux opérateurs tels que $BA - AB = im$, (m nombre réel),

(¹) *Comptes rendus*, **221**, 1945, p. 46 et **226**, 1948, p. 1120.

j'ai démontré [1] que $e^{A+B}=e^{i\frac{m}{2}+A}e^{B}$. Il en résulte qu'on peut attacher au système de variables aléatoires position-impulsion une fonction caractéristique

$$\varphi(\lambda_k, \mu_k, t)=\int e^{i\Sigma\lambda_k x_k}\mathrm{S}\left(x_k-\frac{\mu_k h}{2}, x_k+\frac{\mu_k h}{2}, t\right)dx,$$

et une densité de probabilité

$$f(x_k, u_k, t)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int e^{-i\Sigma\mu_k u_k}\mathrm{S}\left(x_k-\frac{\mu_k h}{2}, x_k+\frac{\mu_k h}{2}, t\right)d\mu.$$

On retrouve ainsi un résultat démontré par une autre méthode par Wigner et J. Yvon [2]. Bien entendu, f n'est pas une véritable densité de probabilité, et peut prendre des valeurs négatives. Ce n'est qu'un utile intermédiaire de calcul, qui contient cependant les lois de probabilité correctes de tous les systèmes de trois variables prélevées parmi les six variables X_1, X_2, X_3, U_1, U_2, U_3 et ayant des indices différents.

Nous supposerons que les fonctions φ et S sont déterminées à l'instant t en fonction de leurs valeurs pour $t=0$. Moyennant certaines hypothèses générales, on démontre les résultats suivants :

1° Pour que la théorie du transfert s'applique à la loi de probabilité f, il est nécessaire que S vérifie une équation aux dérivées partielles de la forme

$$(1)\qquad \frac{\partial \mathrm{S}}{\partial t}+\frac{h}{2i}\sum_k\left(\frac{\partial^2\mathrm{S}}{\partial y_k^2}-\frac{\partial^2\mathrm{S}}{\partial x_k^2}\right)=a(x_k, y_k, t)\,\mathrm{S},$$

où a est une fonction donnée.

2° Pour que cette équation convienne en particulier aux cas purs, il faut que a soit de la forme $b(y_k, t)-b(x_k, t)$.

3°

$$(2)\qquad \frac{\partial\varphi}{\partial t}-\sum_k\lambda_k\frac{\partial\varphi}{\partial\mu_k}=a\left(\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\lambda_k}-\frac{h}{2}\mu_k, \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\lambda_k}+\frac{h}{2}\mu_k, t\right)\varphi,$$

$$(3)\qquad \frac{\partial f}{\partial t}+\sum_k u_k\frac{\partial f}{\partial x_k}=a\left(x_k+\frac{h}{2i}\frac{\partial}{\partial u_k}, x_k-\frac{h}{2i}\frac{\partial}{\partial u_k}, t\right)f.$$

4° On peut faire correspondre au mélange un fluide classique, qui est soumis au potentiel $\mathrm{V}(x_k, t)=ihb(x_k, t)$, ce qui définit la fonction a.

Cas particulier et exemple. — Dans un cas pur, (1) se réduit à l'équation de Schrœdinger. Dans ce cas, le fluide de probabilité est irrotationnel. En général, il est rotationnel. Ce fluide constitue une approximation, très incomplète, du corpuscule quantique. Pour le corpuscule libre et l'oscillateur harmonique, les équations (2) et (3) sont les mêmes en mécanique quantique et en mécanique aléatoire classique. Le fluide de probabilité réalise la même image des deux corpuscules. Mais des différences fondamentales apparaissent si l'on dépasse

---

(²) *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 347.

cette approximation. En particulier l'énergie du point aléatoire est une fonction de la position et de l'impulsion, alors que celle du corpuscule quantique est une variable aléatoire distincte.

Pour l'oscillateur à une dimension, (2) devient (avec des unités réduites)

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial \mu} + \mu \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = 0.$$

Cette équation aux dérivées partielles a pour solution générale

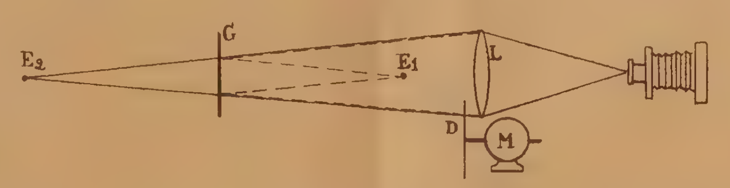
$$\varphi(\lambda, \mu, t) = \varphi_0(\lambda \cos t - \mu \sin t, \lambda \sin t + \mu \cos t).$$

On retrouve très simplement un résultat déjà donné par B. d'Espagnat ([3]) à partir d'autres considérations.

CHRONOMÉTRIE. — *La mesure de très petits intervalles de temps entre deux étincelles*. Note(*) de M. **Lucien Bull**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans une Note précédente ([1]) nous avons indiqué un dispositif permettant de photographier l'onde de choc dès le début de sa formation. Mais pour compléter l'étude du phénomène, il est indispensable de connaître l'intervalle de temps qui sépare les deux étincelles, celle qui donne naissance à l'onde et celle qui, un instant plus tard, en fournit l'image. La mesure de cette très courte période peut être faite soit avec l'oscillographe cathodique, soit optiquement au moyen d'un miroir tournant. Il est possible cependant et plus simple d'inscrire directement l'indication du temps sur la photographie même du phénomène en faisant donner par chacune des étincelles, l'image d'un mobile qui se déplace rapidement à une vitesse connue dans le champ photographique. La mesure sur le cliché de l'écart entre les deux positions de ce mobile permet de déterminer l'intervalle de temps cherché.

Technique. — Sur l'axe d'un moteur M (*fig.* 1) pouvant tourner à très grande vitesse (130 tours par seconde), est monté un disque transparent D de $0^m,25$ environ de diamètre,



dont le bord est divisé par une série de traits fins. Ce bord empiète légèrement sur le champ photographique L, de sorte qu'au moment de l'expérience l'étincelle E2 qui donne

([3]) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1058.

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) L. Bull, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 405.

la photographie de l'onde, donne en même temps une position des repères tracés sur le bord du disque. Mais l'emplacement de l'étincelle E1, celle qui engendre l'onde, ne lui permet pas de donner directement une image du disque tournant. Pour y arriver, on place à mi-chemin entre les deux étincelles et normalement à l'axe optique, une glace transparente G à faces parallèles. Cette glace laisse librement passer le faisceau lumineux provenant de E2; elle reçoit en même temps de la lumière venant en sens inverse (en pointillé sur la figure) de E1 dont elle renvoie une fraction qui suit alors identiquement le même trajet que le faisceau direct de E2 et qui donne ainsi l'autre image nécessaire à la mesure de l'intervalle de temps cherché.

Ce dispositif donne toute satisfaction. Avec la vitesse périphérique du disque de 100^m à la seconde, le déplacement des traits de repère atteint 1^{mm} pour 10 microsecondes. Même avec une réduction photographique de 1:2, il est facile avec une loupe d'évaluer sur le cliché des intervalles jusqu'à 2 microsecondes et, à l'extrême rigueur, une seule.

Toutefois il n'est guère possible ainsi de descendre au-dessous de cette limite qui correspond d'ailleurs à peu de chose près au retard le plus faible que l'on puisse, avec notre installation, établir entre l'éclatement des deux étincelles, Mais par l'emploi d'un principe tout différent et très simple également, il devient possible non seulement de photographier le phénomène en question avec un retard aussi faible que l'on désire, mais encore de connaître avec une précision parfaite la valeur de ce retard. Ce principe, basé sur la vitesse très exactement connue de la lumière, consiste à photographier le phénomène avec la même étincelle qui l'a engendré après avoir fait parcourir aux rayons lumineux un chemin correspondant au retard voulu. Un miroir argenté situé à 15^m dans une direction quelconque de l'étincelle E1, renvoie la lumière de celle-ci sur un second miroir convenablement orienté dans l'axe optique de l'installation photographique avec un retard de 30×3.10^{-8} sec, c'est-à-dire 1/10 de microseconde.

Nous avons utilisé ce procédé qui donne d'excellents résultats, et dont le seul défaut est de ne pas se prêter commodément à la réalisation de retards plus considérables. On peut, en outre, avec plusieurs miroirs situés à des distances appropriées, obtenir sans difficulté et avec une seule et même étincelle, une série d'images séparées par des intervalles de temps de même ordre, c'est-à-dire à une fréquence de plusieurs millions par seconde.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les pertes diélectriques.*

Note (*) de M. **Jean Granier**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les pertes diélectriques sont variables avec la fréquence, et la théorie classique de Debye fournit, pour la composante wattée ε'' de la constante diélectrique, une expression de la forme

$$\varepsilon'' = A \frac{\tau\omega}{1 + \tau^2\omega^2},$$

(*) Séance du 19 avril 1948.

dans laquelle ω représente la pulsation et τ le temps de relaxation des dipôles contenus dans la molécule. En faisant apparaître la *qualité* $q = 1/\varepsilon''$ du diélectrique et, en posant $\tau\omega = x$, la formule précédente devient

$$q = B\left(x + \frac{1}{x}\right),$$

et sa représentation graphique fournit une courbe présentant un minimum pour $\omega = 1/\tau$.

De nombreux essais (¹) ont montré que cette formule n'est que bien rarement vérifiée par l'expérience : pour la plupart des isolants, le minimum est beaucoup moins brutal qu'il ne devrait l'être, et même, dans certains cas, il disparaît complètement. Cela provient du fait qu'il n'existe pas dans les corps étudiés un temps de relaxation bien défini, le même pour toutes les molécules comme le supposait la théorie élémentaire, mais au contraire un grand nombre de temps de relaxation, variables d'un point à l'autre du diélectrique suivant l'importance des associations moléculaires locales.

Nous nous proposons de montrer expérimentalement que, pour représenter convenablement les phénomènes, il suffit, dans la formule précédente, de remplacer x par x^n, n étant un nombre constant compris entre 0 et 1, et τ désignant alors l'inverse de la pulsation pour laquelle q passe un minimum. La valeur de l'exposant n permet, d'ailleurs, une mesure de la liberté moléculaire; une valeur voisine de zéro correspond à des associations moléculaires très importantes, tandis que pour $n = 1$ on retombe sur la formule de Debye valable pour des molécules indépendantes.

Voici, par exemple, un tableau permettant d'apprécier la validité de la formule proposée. Les résultats expérimentaux relatifs à la glycérine ont été extraits du mémoire de Yäger; les autres ont été obtenus dans notre laboratoire par la méthode classique du pont de Schering.

Glycérine à $-43°$ $\left(B = 0{,}238,\quad \tau = \frac{1}{75\,475},\quad n = 0{,}75\right)$.

x.	q mesuré.	q calculé par notre formule.	q calculé par la formule primitive de Debye.
0,256	0,0757	0,0748	0,099
0,854	0,0481	0,0480	0,0488
2,56	0,062	0,060	0,0702
8,54	0,123	0,123	0,206

Résine phénolique $\left(B = 0{,}68,\quad \tau = \frac{1}{450},\quad n = 0{,}36\right)$,

(¹) Wagner, *Annalen der Physitk*, 1914; Fuoss, *Journal of chemical Physics*, 1941.

x.	q mesuré.	q (notre formule).	q (Debye).
0,320	1,46	1,47	2,33
1,04	1,36	1,36	1,36
3,40	1,50	1,49	2,51
9,52	1,80	1,93	6,54

On voit que la formule proposée fournit une approximation suffisante; en outre, la valeur de n est nettement plus faible pour la glycérine que pour la résine phénolique, produit fortement polymérisé dont les molécules possèdent des dimensions très variables.

Lorsque la valeur du coefficient τ est considérable, le minimum de q se produit pour des fréquences très basses, nettement inférieures à celles que l'on utilise couramment dans les laboratoires. La formule proposée se simplifie alors et, pour ces dernières fréquences, peut se mettre sous la forme $q = \mathrm{B} f^n$; c'est ce que montre en particulier le tableau suivant relatif à un échantillon de papier paraffiné ($q = 2{,}51 f^{0{,}24}$) :

f.	q mesuré.	q calculé.
25	2,15	2,165
50	2,55	2,557
924	5,20	5,15
100600	14,5	15,8

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Structure d'une onde de vitesse de phase c.* Note de M. **Anatole Abragam**.

On sait, en chargeant un guide par une structure appropriée, donner à la vitesse de phase, des ondes s'y propageant, des valeurs inférieures à c. Une étude dynamique montre que seules des ondes de vitesse égale à c ou très voisine peuvent communiquer de grandes énergies à un électron dans un accélérateur ordinaire.

Si l'on fait abstraction des conditions aux limites et si l'on ne considère que les équations aux dérivées partielles de Maxwell, il n'y a pas de différence essentielle entre les ondes de vitesse inférieure ou supérieure à c.

Dans les deux cas une onde pourra être constituée par une combinaison arbitraire à coefficients constants d'ondes transverses magnétiques (TM) et transverses électriques (TE).

Il n'en est pas ainsi en général dans le cas d'une onde de vitesse c.

Notations employées. — Nous considérons des ondes se propageant suivant l'axe des z

$$\vec{\mathrm{E}} = \vec{\mathcal{E}} e^{i\omega\left(t-\frac{z}{c}\right)}, \qquad \vec{\mathrm{H}} = \vec{\mathcal{H}} e^{i\omega\left(t-\frac{z}{c}\right)}.$$

$\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont les vecteurs champs électrique et magnétique; $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{H}}$ sont des vecteurs complexes qui ne dépendent que de x et y.

On obtient les résultats suivants :

1° *Une onde* de vitesse c ne peut pas en général être obtenue comme combinaison d'une onde TM et d'une onde TE. En effet :

2° Une onde de vitesse TE ou TM *à la vitesse c* correspond à l'uniformité de la composante longitudinale dans un plan de section droite et à l'orthogonalité des champs magnétique et électrique transversaux.

3° Dans le cas particulier de la symétrie de révolution, la composante longitudinale est uniforme dans le plan de section droite. Dans ce cas particulier, une onde est la combinaison linéaire d'une TE et d'une TM, et l'on peut, sans restreindre la généralité, se limiter à la considération des ondes TM.

4° L'onde de vitesse c la plus générale dépend de 4 fonctions analytiques arbitraires.

5° Une particule de vitesse c (ou très voisine de c) suivant Oz est soumise dans une telle onde à une force transversale égale à $\vec{f} = -(e\lambda/2\pi i)\,\mathrm{grad}_{tr}\mathcal{E}_z$. λ est la longueur d'onde, $\mathrm{grad}_{tr}\mathcal{E}_z$ est le vecteur de composantes $\partial\mathcal{E}_z/\partial x$, $\partial\mathcal{E}_z/\partial y$, 0.

Il n'y a jamais de focalisation. Dans le cas de la symétrie de révolution cette force transversale est nulle.

6° Lorsqu'une onde de vitesse $g \neq c$ tend vers une onde de vitesse c, le rapport champ longitudinal/champ transversal tend vers zéro, à moins que les quantités $(\partial\mathcal{E}_z/\partial x) + \mathcal{Z}_0(\partial\mathcal{H}_z/\partial y)$, $(\partial\mathcal{E}_z/\partial y) - \mathcal{Z}_0(\partial\mathcal{H}_z/\partial x)$ ne tendent vers zéro. (Dans le système M. K. S. d'unités, $\mathcal{Z}_0 = 120\pi$.)

Cette condition est réalisée automatiquement si l'onde considérée a la symétrie de révolution.

7° On peut, dans une onde de vitesse c, se donner arbitrairement $\mathcal{E}_z$ et $\mathcal{H}_z$ satisfaisant à $(\partial\mathcal{E}_z/\partial x) + \mathcal{Z}_0(\partial\mathcal{H}_z/\partial y) = (\partial\mathcal{E}_z/\partial y) - \mathcal{Z}_0(\partial\mathcal{H}_z/\partial x) = 0$ et s'imposer encore la nullité d'une composante transversale.

Les résultats précédents deviennent triviaux dans le cas de la symétrie de révolution, seul cas envisagé jusqu'à présent par les constructeurs d'accélérateurs.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur la dynamique de l'électron dans un accélérateur linéaire.* Note de M. **Albert Messiah.**

L'électron, ayant subi au préalable une accélération convenable, à l'aide d'une machine Van de Graff par exemple, est injecté à une vitesse v très voisine de c. L'onde accélératrice parcourt l'accélérateur, qui se présente à elle comme un guide chargé, à une vitesse g très voisine de c, c'est-à-dire que $\varepsilon = 1 - g/c \ll 1$. On voit aisément que, dès que l'énergie de l'électron atteint quelques MeV, la

condition optimum de fonctionnement est $g = c$, $\varepsilon = 0$. Mais cette condition ne peut être qu'approximativement réalisée.

Le but essentiel de cette étude est de déterminer l'influence que les fluctuations de g autour de c peuvent avoir sur le spectre des énergies de sortie, ou plus précisément sur la partie la plus énergique de ce spectre; en d'autres termes, la tolérance que l'on peut admettre sur la valeur de g.

Nous admettons que la composante longitudinale E du champ électrique est une fonction sinusoïdale du temps

$$E = E_0 \sin \varphi = E_0 \sin \omega \left(t - \int_0^z \frac{dz}{g} \right).$$

La vitesse de propagation g dépend essentiellement :

a. de z ($z'z$ axe de propagation de l'onde), en raison des irrégularités volontaires ou non dans la périodicité de structure du guide chargé;

b. d'un certain nombre d'autres paramètres A indépendants de z, dont le principal est la fréquence de l'onde excitée

$$g = g(z, A), \qquad \varepsilon = \varepsilon(z, A).$$

Mais l'intervention du paramètre z dans la valeur de g a sur le mouvement de l'électron un effet très différent de celle de A.

Pour un guide de structure périodique parfaitement régulière, une variation de A au cours de l'émission d'un train d'onde se traduit par une variation de la vitesse g d'une fraction du train d'onde à l'autre, mais la vitesse d'une fraction donnée est constante tout le long du guide.

Au contraire, A restant constant, les irrégularités dans la structure périodique du guide font varier la vitesse g de chaque fraction du train d'onde au cours de sa propagation, autour d'une valeur moyenne $\bar{g}$.

L'étude du cas idéal $g = c$, puis celle du cas de g indépendant de z mais différent de c, enfin celle de g variable avec z conduisent aux résultats ci-dessous.

Les électrons étant injectés avec une énergie totale convenable W_0 et une répartition uniforme en phase, pour que l'accélérateur soit susceptible de fournir au quart des électrons injectés une énergie égale à $W \pm 20\,\%$, il faut lui attribuer une longueur $L = 1{,}2(W/eE_0)$ (E_0, valeur maximum du champ électrique longitudinal; e, charge de l'électron).

Il faut en outre réaliser une stabilité des conditions d'excitation de l'onde telle que, si $\bar{g}$ est sa vitesse moyenne de propagation sur toute la longueur L

$$|\bar{\varepsilon}| = \left| 1 - \frac{\bar{g}}{c} \right| < 0{,}2 \frac{eE_0\lambda}{W} \qquad (\lambda \text{ longueur d'onde de l'onde accélératrice}).$$

Ce résultat est certainement valable pourvu que les irrégularités dans la périodicité des corrugations du guide n'entraînent pas une variation trop

grande de g au cours de la propagation dans le guide. Plus précisément, si le guide est constitué d'éléments théoriquement identiques de longueur moyenne $\bar{d}$ et si η est la moyenne de ε sur un élément, il faudra une erreur quadratique sur η inférieure à

$$10^{-2}\left(\frac{\lambda}{\bar{d}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{eE\lambda}{W}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

L'énergie d'injection optimum est : $W_0 = 6(m_0c^2)^2/(eE_0\lambda)$, mais il n'est pas nécessaire de la réaliser avec une grande précision; une variation de 25 % dans l'un ou l'autre sens sur la valeur ci-dessus indiquée n'a sensiblement aucun effet sur les résultats concernant ε et η.

Remarquons que si, pour une énergie W escomptée, la longueur de l'accélérateur dépend de E_0, c'est le produit $E_0\lambda$ qu'il faut faire croître pour augmenter la tolérance sur les écarts de $\bar{g}$ avec c et sur les irrégularités du guide.

A titre d'exemple numérique, on peut prendre les données concernant le projet d'accélérateur de M. I. T. (U. S. A.)

$$E_0 = 50\,000\ \text{V/cm}, \qquad \lambda = 10^{\text{cm}}, \qquad W = 1000\ \text{MeV}, \qquad \lambda = 2\bar{d}.$$

On trouve que, pourvu que $W_0 = 3\,\text{MeV} \pm 0{,}7$ (soit une énergie cinétique comprise entre 1,8 et 3,2 MeV),

$$L = 240\ \text{m}, \qquad |\bar{\varepsilon}| < 10^{-4},$$

erreur quadratique sur $\eta < 3.10^{-4}$.

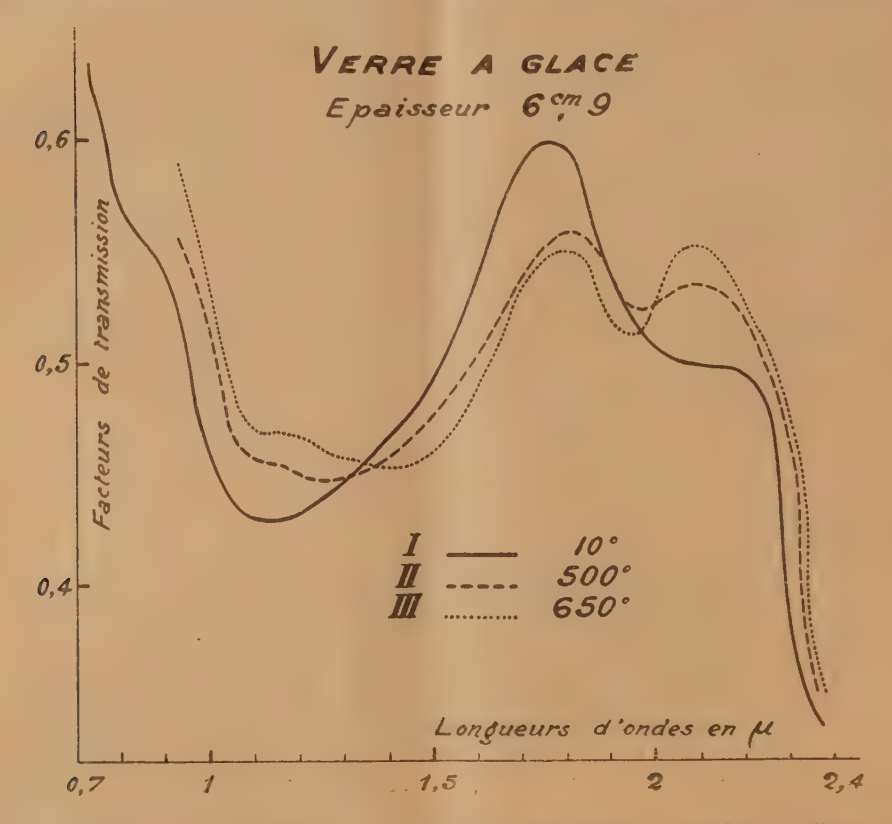
PHOTOMÉTRIE. — *Mesures de transparence pour le spectre infrarouge, à froid et à chaud, d'un échantillon épais de verre à glace.* Note (*) de M. **Jean Escher-Desrivieres**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Les verres industriels incolores (vitre, glace, etc.), sous les épaisseurs de 2 à 5^{mm}, sont affectés d'une transparence élevée pour la région du spectre comprise entre $0^{\mu},8$ et 2^{μ}. Il est impossible lorsque les mesures, comme il est habituel, portent sur des échantillons de quelques millimètres d'épaisseur, de définir les particularités effectives du spectre d'absorption de la substance pour cette région du spectre. Nous avons mesuré directement la transparence d'un échantillon de $6^{\text{cm}},9$ d'épaisseur ayant la composition et la teneur en fer d'un verre à glace courant. Pour la mesure, le bloc est disposé sur le trajet d'un flux de lumière parallèle qui est ensuite concentré sur la fente d'entrée du spectrophotomètre. La figure donne la courbe de transmission de l'échantillon. La bande d'absorption principale du fer ferreux (maximum $1^{\mu},1$) est très nette. L'inflexion de la courbe pour la région de $0^{\mu},8$ correspond à la présence de fer

(*) Séance du 19 avril 1948.

ferrique. De plus, sous l'épaisseur de 7^{cm} environ, la chute de transparence du verre observée sous épaisseur plus faible à partir de 2^{μ} est très nette à partir de $1^{\mu},7$. Mais la courbe présente ensuite un palier (2^{μ} à $2^{\mu},2$) qui traduit vraisemblablement l'existence d'une bande d'absorption.

Nous avons d'autre part mesuré la transparence du même échantillon chauffé, pour un domaine de température compris entre 10° et 650°. La pièce, introduite dans une boîte métallique, est protégée par deux lames minces en silice transparente en contact étroit avec les faces de l'échantillon normales au



flux lumineux. Cet artifice nous a permis de franchir la zone de ramollissement commençant du verre (595°), sans toutefois qu'il ait été possible de dépasser la limite 650°, en raison de l'attaque de la silice, pour des températures plus élevées, par le verre semi-fluide. La température de l'échantillon, au centre du four, pourvu d'une thermorégulation, est uniforme à 5° près. La source lumineuse, alimentée par accumulateurs et munie d'une résistance à graphite réglable avec contrôle potentiométrique, émet un flux canalisé par deux miroirs toriques aluminés donnant des images stigmatiques pour des flux incident et émergent à angle droit. Le premier miroir donne de la source une image au

centre de l'échantillon, laquelle est reprise par le second miroir qui concentre la lumière sur la fente d'entrée du spectrophotomètre. Le rapport des élongations galvanométriques à chaud et à froid pour une radiation donnée est une mesure du rapport des facteurs de transmission de l'échantillon à chaud et à froid, pour cette radiation. Afin de tenir compte de l'émission propre du four, dans chaque cas, le zéro du galvanomètre a été déterminé par une observation, la lampe source étant masquée.

La figure donne les courbes de transmission de l'échantillon, déduite de ces expériences, pour les températures 500 et 650°; conformément à des données anciennes portant sur des verres minces chargés de fer et fortement colorés, on constate que la chauffe a pour effet un déplacement de la bande du fer vers les grandes longueurs d'onde (maximum d'absorption $1^{\mu},25$ à 500°, $1^{\mu},40$ à 650°). Il semble que la bande du fer subisse un dédoublement à température élevée. D'autre part, pour la région du spectre comprise entre $1^{\mu},7$ et $2^{\mu},2$, on note d'importantes modifications du spectre d'absorption lorsque la température croît. A chaud l'existence d'une bande avec maximum pour $1^{\mu},95$ à 650° est indiscutable. Cette bande est caractéristique sans doute d'éléments constitutifs essentiels du verre.

POLARISATION ROTATOIRE. — *Pouvoir rotatoire du camphre en solution dans le phénol.* Note (*) de MM. **Jean-Charles Pariaud** et **Georges Chapas**, présentée par M. Paul Pascal.

Le système camphre-phénol a été étudié d'abord par Günther et Peiser ([1]). Frappés par les propriétés thérapeutiques de telles solutions, ils tentèrent, sans succès, de démontrer la formation d'une combinaison moléculaire. Plus récemment, un mémoire de Francis ([2]) apporte *la preuve physique de l'existence des complexes de camphre et de phénol* (*ou des crésols*). Ayant entrepris une recherche systématique du camphre dans certains solvants, nous avons étudié polarimétriquement ses solutions dans le phénol.

Le camphre utilisé a un pouvoir rotatoire $\rho = +46°20'$ dans l'éthanol anhydre ($c = 0^{g},100$ par centimètre cube de solution). Le phénol a été distillé deux fois. Les solutions sont conservées pendant 4 heures dans un laboratoire dont la température se maintient constante. On procède aux lectures du polarimètre (raie D du sodium) 15 minutes après le remplissage du tube ($l = 2$ dm).

Voici quelques valeurs obtenues à 17°C. :

c..........	0,3165	0,4036	0,4917	0,5732
x..........	3,785	2,622	1,728	1,224
ρ..........	+15° 10′	20° 26′	26° 35′	31° 0′

x désigne le rapport des nombres de moles de phénol et de camphre.

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) *Z. physik. Chem.*, **128**, 1929, p. 169.

([2]) *J. amer. pharm. Ass.*, **30**, 1941, p. 229.

On voit que *le pouvoir rotatoire est une fonction rapidement décroissante du nombre de moles de phénol mises en présence du camphre.* La tangente à la courbe $\rho = \rho(x)$ a pour pente $d\rho/dx = -7,6^\circ$ mole vers $x = 2$, et $-10,6^\circ$ mole vers $x = 1.2$. L'extrapolation pour $x = 0$ donne une valeur $\rho = 55^\circ$, sensiblement égale au pouvoir rotatoire propre du camphre que l'on peut determiner dans des solvants tels que l'éther ou l'hexane.

Nous sommes amenés à conclure que l'influence du phénol sur l'activité optique du camphre surpasse celle de tous les autres solvants utilisés dans nos recherches et qui comprennent notamment plusieurs alcools.

L'influence de la température se traduit par une augmentation de ρ; exemple :

$$x = 4,688, \quad \rho = +13^\circ 20' \text{ à } 17^\circ\text{C.} \quad \text{et} \quad +19^\circ 45' \text{ à } 40^\circ\text{C.};$$

au delà de cette température, la rotation est sensiblement constante.

Nous avons étudié ensuite le système ternaire : camphre-phénol-eau. La concentration du camphre est fixée à $c = 0,100\text{g/cm}^3$. Soient encore :

$$X_{aq} = \frac{\text{moles } OH_2}{\text{moles camphre}}, \qquad X = x + x_{aq}.$$

On trouve :

x..........	3,056	2,955	2,923	2.791
x_{aq}........	0,154	0,499	0,826	1,307
X.........	3,210	3,454	3,749	4,098
ρ..........	+19° 45′	21° 13′	22° 30′	24° 0′

Une solution ayant $x_{aq} = 1,791$ est saturée en camphre.

En supposant $x = X$, on obtiendrait pour ρ des nombres supérieurs à ceux trouvés dans cette série et l'écart va en augmentant avec X. On en conclut que *le remplacement de l'eau par un nombre égal de molécules de phénol*, non seulement élève le pouvoir rotatoire du camphre, mais *semble réduire considérablement l'influence du phénol contenu dans le mélange*.

Nous interprétons ces résultats en admettant que le phénol, composé hydroxylé, contracte avec le camphre une union labile par l'intermédiaire de l'atome d'hydrogène fonctionnel (liaison-*hydrogène*).

(I) $$C_9H_{16}{>}CO + C_6H_5OH \rightleftharpoons C_9H_{16}{>}CO \rightarrow H{-}O{-}C_6H_5$$

On sait qu'avec certains aldéhydes ou cétones, cette union peut aller jusqu'à la formation d'un semi-acétal

(II) $$\begin{matrix}R\\R'\end{matrix}{>}CO + R''OH \rightleftharpoons \begin{matrix}R\\R'\end{matrix}{>}C{<}\begin{matrix}OH\\OR''\end{matrix}$$

C'est alors le pouvoir rotatoire du mélange de camphre et du complexe (I) ou (II) que fournit l'expérience.

Quant à l'influence de l'eau dans le système étudié ici, il semble qu'elle doive s'associer au phénol suivant un mécanisme analogue

$$C_6H_5OH + OH_2 \rightarrow C_6H_5{-}O{-}H \leftarrow OH_2,$$

rendant ainsi inactif un nombre croissant d'atomes d'hydrogène du groupement fonctionnel.

Ces résultats établissent d'une manière indiscutable l'action des molécules du solvant sur celle d'un corps optiquement actif. L'étude des spectres d'absorption qui a été faite par ailleurs ([3]) vient à l'appui de cette conception.

CHIMIE PHYSIQUE. — *La formation d'eau oxygénée dans l'eau irradiée par les rayons* X *et* α. Note (*) de MM. **Paul Bonét-Maury** et **M. Lefort**, présentée par M. Frédéric Joliot.

I. *Action de l'eau oxygénée.* — Malgré d'assez nombreux travaux, l'action primaire des rayonnements ionisants sur l'eau reste assez mal connue. La connaissance de cette action est cependant importante, tant pour la radiochimie des solutions aqueuses que pour mieux pénétrer le mécanisme de l'action biologique du rayonnement, car les êtres vivants renferment environ 80 % d'eau. La formation d'eau oxygénée pouvant être régulièrement mise en évidence dans l'eau irradiée ([1]), une étude systématique de ce phénomène a été entreprise pour des rayonnements de densité ionique très différente : rayons X de 0,9 Å et rayons α du polonium et du radon.

Technique. — L'irradiation par les rayons X et le titrage de l'eau oxygénée sont effectués suivant les techniques déjà décrites ([2]). Pour étudier l'action de l'oxygène dissous, l'eau est dégazée dans le vide en alternant les pompages avec des rentrées d'argon ou d'azote privés d'oxygène; on titre l'oxygène dissous avec une technique particulière permettant d'opérer sur 30^{cm^3} d'eau et de doser encore $0^{mg},2$ d'oxygène avec une précision de 5 %. Ce titrage s'effectue sur un témoin traité exactement comme l'échantillon irradié. Pour l'irradiation α nous avons utilisé, soit le rayonnement du radon dissous dans la solution ([3]), soit celui du polonium lorsqu'on peut réduire suffisamment l'action catalytique de cet élément ([4]) sur la décomposition de l'eau oxygénée.

Action de l'oxygène dissous : a. Rayons X. — Pour une même dose de rayonnement, la quantité d'eau oxygénée formée dépend étroitement de la concentration d'oxygène dissous (*fig.* 1) et dans l'eau soigneusement dégazée, on ne

---

([3]) Pariaud et Ricard, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p 886.

(*) Séance du 15 mars 1948.

([1]) P. Bonet-Maury, *C. R. Soc. Biol.*, **135**, 1941, p. 941 ; R. Latarjet, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 73; M. Frilley, *British Journal of Radiology*, **1**, 1947, p. 50.

([2]) P. Bonét-Maury et M. Frilley, *Comptes rendus*, **135**, 1944, p. 400.

([3]) P. Bonét-Maury, *Journ. Chim. Phys.*, 1942.

([4]) P. Bonét-Maury et M. Lefort, *Comptes rendus*, **226**, 1948, . 173.

peut plus déceler d'eau oxygénée, même pour des doses de l'ordre de $1,7.10^{18}$ paires d'ions/cm³, soit plus de 2 millions de Röntgens (dose en surface). Le rendement ionique (*a*) diminue régulièrement avec l'augmentation de la dose, principalement pour les fortes concentrations en oxygène.

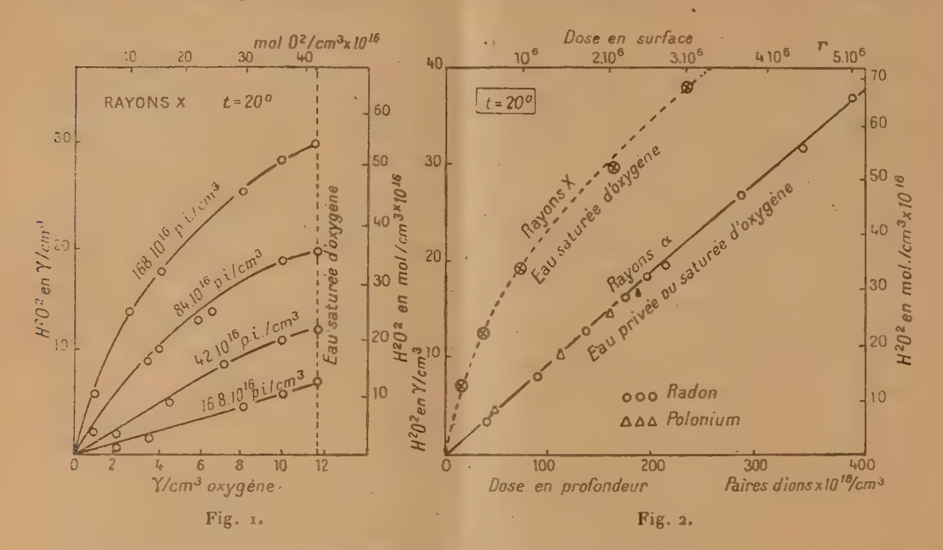


Fig. 1. Fig. 2.

b. Rayons α. — Avec ceux du radon dissous dans l'eau (*b*), on constate, au contraire, que l'oxygène ne joue plus aucun rôle dans la réaction, et l'eau complètement dégazée donne la même quantité d'eau oxygénée que l'eau saturée d'oxygène (*fig.* 2). Les rayons α du polonium donnent le même résultat, mais les expériences sont compliquées par l'action catalytique du radio-élément tendant à décomposer l'eau oxygénée formée. Le rendement ionique est indépendant de la dose dans tout l'intervalle exploré pour les concentrations initiales de radon utilisées (1 à 3 mc/cm³).

La formation d'eau oxygénée s'effectue, d'après ces expériences, suivant des mécanismes différents pour les rayons X ou α, et la densité ionique linéaire influence les réactions primaires de décomposition de l'eau irradiée. L'interprétation de ces résultats sera donnée dans une Note ultérieure consacrée à l'action de la température.

a. Le rendement ionique est généralement défini comme le rapport du nombre de molécules décomposées au nombre de paires d'ions formées. Cette définition n'est pas applicable à la formation d'eau oxygénée, le nombre de molécules d'eau décomposées n'étant pas directement connu. Le rendement ionique est relatif, dans cette Note, à la quantité d'eau oxygénée formée.

b. Le rendement ionique avec des rayons X permet de prévoir que les rayons β du radon doivent contribuer pour moins de 5 % à l'effet total du rayonnement α + β. Nous avons vérifié directement ce fait en faisant agir le rayonnement β seul, les rayons α étant arrêtés par les parois d'une ampoule de verre mince renfermant le radon et plongée directement dans le réactif titanique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Application de la Théorie d'Onsager à la détermination des moments polaires de quelques homologues de la pyridine.* Note (*) de M. **Henri Lumbroso**, présentée par M. Paul Pascal.

Nous avons déterminé les moments polaires de quelques homologues de la pyridine (picolines, lutidines et collidines). Ces corps ont été préparés et purifiés avec grand soin par M. J. Ploquin au Laboratoire de Chimie organique de M. J. Amiel, à Poitiers.

Méthode. — Au lieu d'utiliser la théorie classique de la polarisation diélectrique de Debye (1) actuellement réfutée par plusieurs auteurs (2), (3), parce qu'elle part d'une expression inexacte du champ local, nous avons déterminé les moments polaires par la méthode de Böttscher (3) déduite d'un travail théorique d'Onsager sur le champ de réaction (4).

La méthode de Böttscher permet d'obtenir le moment du gaz à partir de la constante diélectrique du liquide pur en tenant compte du champ de réaction; les moments ainsi déterminés sont pratiquement indépendants de la température.

Partie expérimentale. — La formule utilisée est

$$\mu = 0{,}220\sqrt{\frac{M}{\alpha}\,\frac{(2\varepsilon + n^2)(\varepsilon - n^2)}{\varepsilon(n^2+2)^2}} \quad \text{en Debyes.}$$

(Les lettres ont leur signification habituelle.)

ε a été mesurée par la méthode des doubles battements hétérodynes ($\lambda = r$).

n est l'indice de réfraction interne obtenu par extrapolation de n pour $\lambda \to \infty$ ou par application de la formule

$$n_\infty^2 = \frac{n_1^2\lambda_1^2 - n_2^2\lambda_2^2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}.$$

Précision des mesures. — L'erreur absolue sur μ est égale à 10^{-2} D; on a trouvé :

α-Picoline, $d_{4^\circ}^{20^\circ} = 0{,}9506$.		γ-Picoline, $d_{4^\circ}^{15^\circ} = 0{,}9571$.		2.3-Lutidine, $d_{4^\circ}^{20^\circ} = 0{,}9352$.		2.5-Lutidine. $d_{4^\circ}^{20^\circ} = 0{,}9405$.		3.4-Lutidine. $d_{4^\circ}^{20^\circ} = 1{,}0150$.	
t (°C).	μ.	t (°C).	μ.	t (°C).	μ.	t (°C).	μ.	t (°C).	μ.
18...	(1,90)	17...	1,91	22...	2,07	20...	2,14	17,5...	1,86
20...	1,86	20...	1,90	25...	(2,1)	23...	2,12	20.....	1,85
25...	1,85	30...	1,89	28...	2,03	25...	2,11	23.....	1,85
				30...	2,05	30...	2,11	25.....	1,85

(*) Séance du 19 avril 1948.

(1) *Polar Molécules* (*The Chemical catalog*. Co. 1930).

(2) *Physica*, 59, 1939, p. 59.

(3) Bottscher, *Rec. Trav. Chim. P. B.*, 62, 1943, p. 119-133.

(4) Onsager, *Am. Chem. Soc.*, 38, 1936, p. 1482.

2.3.4-Collidine, $d_{4^\circ}^{20^\circ} = 1,0072$.		2.3.6-Collidine, $d_{4^\circ}^{20^\circ} = 0,9995$.	
t (°C).	μ.	t (°C).	μ.
		19...	2,09
20...	2,11	20...	2,09
		24...	2,10
		25...	2,09
25...	(2,03)	27...	2,09
		30...	2,07

Conclusion. — La théorie de Debye ([1]), basée sur le champ local de Lorentz, est actuellement critiquée par plusieurs auteurs ([2]), ([4]). En effet elle laisse prévoir un phénomène de ferroélectricité qui n'est observé qu'exceptionnellement. D'autre part, d'après cette théorie un liquide de grand p. i. s. (c'est le cas des corps étudiés $\varepsilon > 8$) est dans un état voisin du point de Curie ferroélectrique et dans cette région le p. i. s. devrait être très sensible aux facteurs physiques (température, pression, etc.), ce que l'expérience ne vérifie pas.

Onsager a montré que le champ interne de la théorie de Debye ([4]) n'est pas applicable aux moments permanents; seule une fraction de ce champ (champ de cavité) tend à orienter les dipôles, l'autre fraction (champ de réaction) parallèle à l'axe du dipôle accroît la dissymétrie électronique. L'auteur établit la formule (I) que nous avons utilisée.

Les moments trouvés sont indépendants de la température dans la limite de précision des expériences; la faible variation de μ avec t peut être imputée à un changement de structure du liquide.

Frölich ([5]), en développant ε en fonction de $\gamma = \mu R / kT$ (R, champ de réaction, k, constante de Bolzman) et en se limitant au premier terme, montre que la formule (I) ne s'applique plus quand ε est > 9; or $\varepsilon > 9$ pour la 2.5-lutidine : on n'a cependant observé aucune anomalie.

Les moments expérimentaux de la α-picoline, 2.5-lutidine, 3.4-lutidine, 2.3.4-collidine, 2.3.6-collidine sont en accord avec les moments déduits par sommation géométrique des moments de liaison. Pour la γ-picoline, la 2.3-lutidine et la 2.3.4-collidine, on observe une forte perturbation par la charge négative de l'azote sur le méthyle en para de l'atome de N (2.3.4-collidine).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Une nouvelle méthode de mesure de l'hydrophobie due aux groupements méthyléniques dans les composés organiques, déduite de l'étude des produits de condensation avec l'oxyde d'éthylène.* Note (*) de M. **Max Cohen**, transmise par M. Jacques Duclaux.

La propriété que possède l'oxyde d'éthylène de se polymériser sur lui-même

([5]) Frölich, *Trans. of Faraday Soc.*, Déc. 1946.

(*) Séance du 12 avril 1948.

est connue depuis les travaux de Wurtz [1], mais des recherches récentes [2] ont montré que l'oxyde d'éthylène pouvait se polymériser en se fixant sur les composés organiques possédant un hydrogène actif, tels que les alcools, les phénols, les acides, les amines, etc., en donnant des produits solubles dans l'eau et manifestant des propriétés tensio-actives fort intéressantes.

Les molécules d'oxyde d'éthylène se condensent sur les alcools en donnant des dérivés polyglycoliques de formule

$$CH_3-(CH_2)_n-(O-CH_2-CH_2)_{n'}-OH,$$

dont le nombre n' définit l'état de condensation.

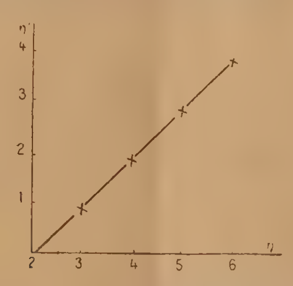
Nous avons fixé l'oxyde d'éthylène sur les alcools : butylique, amylique, hexylique et heptylique; nous nous sommes attaché à déterminer comment varie en fonction du poids moléculaire de l'alcool la valeur minimum de n' nécessaire pour que le produit de la réaction soit miscible à l'eau en toutes proportions à la température de fusion du polymère.

Ces produits ont été préparés en envoyant un courant d'oxyde d'éthylène gazeux à la pression atmosphérique, sur l'alcool de départ porté à une température qui varie de 125 à 180°C. lorsque l'on passe de l'alcool butylique à l'alcool heptylique. La potasse à la dose de 0,5 % de l'alcool de départ catalyse la fixation de l'oxyde d'éthylène.

La réaction de polymérisation est poursuivie jusqu'à ce que l'essai de solubilité du polymère dans l'eau donne une solution limpide. Les résultats des expériences sont représentés dans le tableau suivant :

Alcools.	n.	n'.
Butylique....................	3	0,8
Amylique....................	4	1,8
Hexylique....................	5	2,8
Heptylique....................	6	3,8

La représentation graphique de ces résultats met en évidence une relation linéaire entre n et n'. La droite est inclinée à 45° et coupe l'axe des abscisses



au voisinage de $n = 2$ (alcool propylique). A partir de cet alcool, pour chaque groupement CH_2 introduit dans le radical C_nH_{2n+1}, il faut fixer sensiblement

(1) *Comptes rendus*, **49**, 1859, p. 813.

(2) Brevet Allemand, **727202** (*Soc. I. G. Farben Industrie*, 29 Nov. 1940).

une molécule d'oxyde d'éthylène de plus pour avoir un produit parfaitement soluble.

Les essais ont été poursuivis avec les alcools laurique et cétylique ($n = 11$ et $n = 15$), mais le caractère colloïdal des solutions obtenues s'oppose à une définition exacte du seuil de solubilité complète. Toutefois les produits de condensation donnant des solutions transparentes comportent pour l'alcool laurique entre 8,3 et 9 molécules d'oxyde d'éthylène et pour l'alcool cétylique entre 12 et 13, ce qui milite en faveur d'une extrapolation de la relation linéaire mise en évidence avec les premiers termes des alcools. Il ressort donc que l'hydrophobie apportée par le groupement CH_2 est compensée par les propriétés solubilisantes d'un groupement $CH_2 - CH_2 - O$.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Enregistrement du débit et analyse des faibles émissions gazeuses.* Note (*) de M. **Marcel Chopin**, présentée par M. Pierre Chevenard.

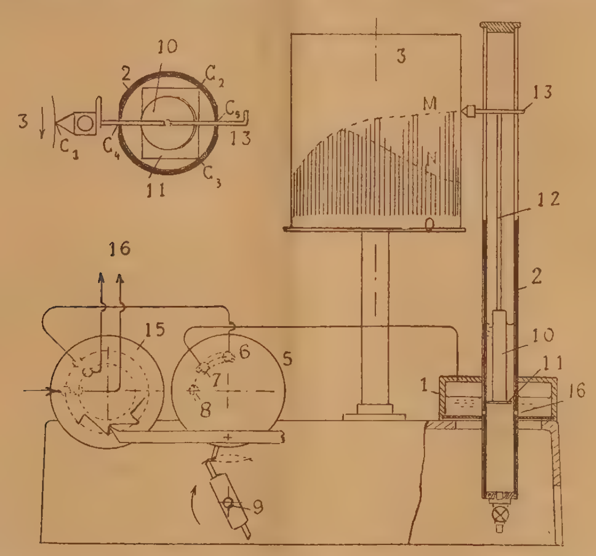
La variation du volume gazeux dégagé au cours d'une réaction chimique ou biologique est intimement liée aux modifications que subit dans le temps la substance expérimentée, et présente de ce fait beaucoup d'intérêt. Son enregistrement, à l'échelle industrielle, ne présente pas de difficultés, mais il n'en est pas de même dans les essais de laboratoire, où l'on ne dispose souvent que de faibles volumes. On procède dans ce cas à des relevés périodiques, besogne fastidieuse lorsque l'essai a une longue durée, et qui ne permet pas de suivre exactement l'évolution du phénomène.

Nous avons construit, pour l'étude de la fermentation panaire, un appareil automatique qui permet l'enregistrement de faibles débits gazeux, et leur analyse. Cet appareil, représenté schématiquement par la figure, effectue à intervalles rapprochés le jaugeage des volumes par déplacement d'un liquide dans l'espace annulaire 1 et son refoulement dans le tube central 2. Le niveau du liquide dans ce tube est enregistré sur le tambour 3 par l'équipage mobile 12. Une valve 5 commande ce dispositif. Elle est composée d'un corps fixe cylindrique, terminée par une surface plane rodée sur laquelle débouchent trois orifices 6, 7, 8, reliés respectivement avec la source d'émission gazeuse, l'espace 1 et avec l'atmosphère. Sur cette surface repose un disque pourvu d'une lumière convenablement disposée, et qui oscille périodiquement sous l'action de taquets portés par l'arbre 9 entraîné par un petit moteur synchrone. L'admission du courant gazeux dans 1 est suivie d'une vidange avec retour au zéro, pendant laquelle l'admission est interrompue par la valve, avec retenue des gaz. Le cycle a une durée totale de 150 sec. et l'enregistreur trace une série d'ordonnées proportionnelles aux volumes ; la courbe enveloppe coïncide avec celle des débits.

La précision d'un tel dispositif est subordonnée à l'enregistrement exact du niveau du liquide dans le tube 2. On sait les difficultés que présente ce problème et la nécessité de réduire au minimum les contraintes qui agissent

(*) Séance du 19 avril 1948.

sur le flotteur. Nous l'avons résolu de la manière suivante : l'équipage mobile, rigide, est formée d'un flotteur allongé 10, visible également sur la coupe horizontale portant à la base une plaque rectangulaire 11, et une tige 12 reliée à la plume d'enregistrement par une seconde tige cylindrique 13. Celle-ci pénètre dans deux fentes, biseautées latéralement, de manière à réduire les surfaces de contact, et qui sont pratiquées à la partie supérieure du tube 2 selon deux génératrices opposées. L'équipage mobile qui flotte sur le liquide, repose par la plume sur le tambour en C_1, et par deux arêtes C_2 et C_3 de la



plaque 11 sur le tube 2. Le réservoir 1 pivote sur la surface dressée du socle et peut être rapproché graduellement du tambour 3. Dans ce mouvement l'équipage se redresse, et lorsqu'il est au voisinage de la verticale, la pression exercée sur les contacts devient très faible. Par suite de la rotation du tambour, la tige 13 vient au contact des arêtes opposées des fentes, en C_4 et C_5. Si l'on assimile l'équipage mobile à un solide indéformable possèdant six degrés de liberté, on voit qu'il est sollicité par un minimum de contraintes, dues aux 5 contacts qui viennent d'être désignés, le sixième degré de liberté correspondant au mouvement de translation que lui communique le liquide. Dans un appareil construit soigneusement et pourvu de vis de niveau, la précision des tracés ainsi obtenus est bien supérieure à celle que donne la lecture directe d'un ménisque.

Le mesureur volumétrique décrit ci-dessus présente tous les éléments d'un manomètre enregistreur à liquide. L'orifice de jonction 16 est calibré de manière à réaliser l'amortissement critique des oscillations, et la masse du liquide est réduite au minimum. Nous utilisons ce manomètre dans nos essais plastiques des pâtes de farine.

Dans le cas de mélanges gazeux, il peut être utile de déterminer en outre la teneur de l'un des constituants, et ce cas se présente notamment dans l'étude d'une pâte fermentée refoulant un mélange d'air et de gaz carbonique. L'appareil comprend une seconde valve 15 qui dirige alternativement le courant gazeux, soit directement dans le mesureur, soit après passage dans un vase d'absorption du CO_2 relié aux conduits 16. Dans cette valve, construite d'une manière analogue à la valve 5, le disque tourne d'un 1/8 de tour par une bielle et une roue dentée à chaque oscillation de la valve 5, et les lumières dont il est pourvu permettent d'obtenir la succession de 4 mesures directes et de 4 mesures après absorption. On évite ainsi les interactions observées dans une alternance simple. La figure représente un fragment des tracés obtenus : les enveloppes M et N des ordonnées maxima et minima de chaque cycle donnent le débit total et le débit après absorption. A un instant quelconque, la teneur en CO_2 est donnée par le rapport MN/MO.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur un mode de formation de boehmite par électrolyse.* Note de M. **Marcel Le Peintre**, présentée par M. Louis Hackspill.

On trouve dans la nature trois hydroxydes d'aluminium : la gibbsite ou hydrargylite $Al_2O_3 3H_2O$, le diaspore α ($Al_2O_3 H_2O$), la boehmite γ ($Al_2O_3 H_2O$), ces deux derniers de même composition centésimale diffèrent par leur diagramme X.

L'hydroxyde γ ($Al_2O_3 H_2O$) a été découvert par M. J. Boehm (1) dans la bauxite à l'aide de la diffraction X; nous devons sa description cristallographique à M. J. de Lapparent (2) qui lui a donné le nom de boehmite maintenant universellement adopté. Les conditions de passage de la gibbsite à la boehmite ont été étudiées et précisées par MM. Hackspill et Stempfel (3). La formation de ces hydroxydes par voie chimique a fait l'objet d'importants travaux, par contre la précipitation électrolytique a été moins étudiée (4).

L'utilisation de l'appareillage dû à M. P. Jolibois et Mlle M. Bergès (5) a permis à ce dernier auteur d'obtenir par électrolyse la gibbsite pure et cristallisée.

Il nous a paru intéressant d'identifier les produits obtenus à la cathode par électrolyse du sulfate et du chlorure d'aluminium à l'aide de l'électrodialyseur utilisé antérieurement (6).

Les expériences ont été effectuées sur des solutions amenées au préalable par une base au pH de précipitation des ions Al^{+++}, c'est-à-dire au voisinage du pH 4,1.

(1) *Z. Anorg. Chem.*, 11, 1925, p. 203.
(2) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1661.
(3) *C. R. Congrès C. I.*, 1928, *Thèse*, Strasbourg, 1929.
(4) Brevet allemand n° 586585 (*J. Chem. Ind. Moscou*, 10, 1934, p. 50).
(5) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 78; 225, 1947, p. 241.
(6) *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 1004.

Pour le sulfate, afin d'éviter la présence d'ions étrangers, nous avons utilisé la baryte comme base.

Pour une solution à 5g par litre le courant électrique avait les caractéristiques suivantes : densité de courant 1 mA par centimètre carré sous une tension continue de 110 V.

L'alumine formée adhère en masse compacte sur la membrane cathodique à l'intérieur du compartiment central, puis se dépose ensuite à la partie inférieure de ce compartiment.

Le pH de la solution est passé de 4,1 à 3 au moment du prélèvement de l'échantillon.

L'alumine obtenue est difficilement soluble dans les acides concentrés à froid, sa solution acide renferme de petites quantités d'ions SO_4^{--}

Le diagramme X de cette alumine a été effectué au Laboratoire des Rayons X du Centre National de la Recherche Scientifique à Bellevue.

Ce diagramme présente des anneaux de diffraction correspondant à de petits cristaux, mais suffisamment nets pour permettre une identification avec le diagramme de la boehmite.

Avec le chlorure en opérant d'une façon à peu près analogue (nous sommes obligés dans ce cas de neutraliser avec de la soude, ce qui introduit des ions étrangers dans la solution), nous avons obtenu dans les mêmes conditions de pH des anneaux de diffraction X encore plus nets que précédemment, montrant clairement la présence de boehmite.

Par voie chimique, Weiser, Milligan et Purcell (7), ont obtenu avec le sulfate, à un pH inférieur à 5,5, un composé de diagramme X inconnu; ces auteurs pensent avoir mis en évidence un sel basique $SO_3Al_2O_3XH_2O$. Avec le chlorure et le nitrate d'aluminium, dans les mêmes conditions, les auteurs précédents ont obtenu la boehmite. Nous voyons que par voie électrolytique les résultats sont différents pour le sulfate.

En résumé nous avons obtenu en milieu acide (pH 4,1) une précipitation électrolytique de boehmite sur membrane cathodique, tandis qu'à la neutralité Mlle M. Bergès obtenait la gibbsite.

La comparaison de ces résultats suggère deux hypothèses sur la nature des cations donnant ces deux formes d'alumines :

1° La gibbsite et la boehmite sont le produit de la décharge de deux cations différents suivant le pH de la solution.

2° Il n'existe qu'un seul cation formant de la boehmite, cette dernière s'hydratant en gibbsite à la neutralité.

Ces considérations montrent l'intérêt que présente l'utilisation de l'électrodialyseur pour l'étude des précipités d'hydroxydes ou de complexes métalliques dans le compartiment central, cathodique, ou même anodique.

---

(7) *Ind. Eng. Chem.*, **33**, 1941, p. 669.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur le comportement des joints de grains au cours du processus de fusion de l'aluminium très pur.* Note (*) de MM. **Georges Chaudron**, **Paul Lacombe** et **Nicolas Yannaquis**, présentée par M. Albert Portevin.

Chalmers ([1]) a montré que le métal qui constitue le contour des grains d'un échantillon d'étain très pur possède une température de fusion légèrement inférieure à celle de la masse des cristaux. Nous avons observé le même fait dans le cas de l'aluminium très pur (métal raffiné de titre 99,99 et 99,998 %). Nous avons utilisé un dispositif très simple, déjà signalé par l'un de nous ([2]).

Il consiste à chauffer une éprouvette rectangulaire de métal de 10 × 130^{mm} de surface et de 1^{mm} d'épaisseur sur une sole parfaitement horizontale, dans un four qui permet d'établir un gradient de température de 10° d'une extrémité à l'autre de l'éprouvette. Dans ces conditions, il est possible de fondre une extrémité de l'éprouvette, tandis que l'autre est encore à l'état solide.

Grâce au polissage électrolytique préalable de l'éprouvette, on observe dans une zone du métal restée solide (zone C de la figure 1), l'apparition des contours



Fig. 1. — Passage du métal fondu au métal solide. A, zone entièrement fondue; B, zone où les cristaux sont partiellement fondus; C, zone où seuls les contours des grains sont fondus; D, zone restée solide. (G = 2.)



Fig. 2. — Absence de fusion d'un joint séparant deux cristaux A et B en position de macle. (G = 10.)

intergranulaires. Ceux-ci se présentent en creux par suite d'un affaissement du

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) *Proc. Roy. Soc.*, A, **175**, 1940, p. 100.

([2]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 116.

métal lié à sa fusion. Les espaces intergranulaires qui séparent des cristaux d'orientation différente fondent, alors que les contours de macle restent inaltérés (*fig.* 2); ceux-ci auraient donc une température de fusion extrêmement voisine de celle de la masse des cristaux eux-mêmes. Comme nous l'avons montré dans le cas de l'attaque par les acides ([3]), les joints de macle ont donc des propriétés particulières.

L'attaque par une solution d'acide chlorhydrique à 30 % permet de se faire une idée de la largeur de la zone perturbée par la fusion. Dans le cas d'un contour sinueux, séparant deux cristaux en position de macle et n'ayant pas subi la fusion, la largeur du sillon d'attaque est très faible. Au contraire, sur le même échantillon, les joints ayant subi la fusion donnent un fossé intergranulaire irrégulier et relativement large (*fig.* 3).



Fig. 3. — Différence d'attaque intergranulaire sur un contour ayant subi la fusion et sur un joint non fondu. (G = 10.)



Fig. 4. — Inversion de l'attaque par ClH à 30 % sur de l'aluminium pur maintenu 15 heures près du point de fusion. (G = 10.)

Dans un certain nombre de cas, le chauffage très prolongé du métal (15^h) à proximité de son point de fusion, permet d'observer un phénomène de corrosion assez inattendu. L'attaque par l'acide provoque la dissolution du cristal, cependant que les contours des grains restent inaltérés et apparaissent sous forme d'une cloison très mince. On obtient ainsi une sorte de structure en nids d'abeilles (*fig.* 4). Nous nous proposons dans une Note ultérieure de préciser le mécanisme de cette inversion de la corrosion.

([3]) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 721 et 226, 1948, p. 498.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence de la constitution physico-chimique des alliages métalliques sur leurs propriétés élastiques.* Note (*) de MM. **Robert Cabarat, Léon Guillet** et **René Le Roux**, présentée par M. Albert Portevin.

L'étude des propriétés physiques des alliages métalliques a souvent permis de confirmer la constitution établie par l'analyse thermique ou cristalline. Cependant, les propriétés élastiques ont été longtemps délaissées à ce point de vue, en raison de la difficulté rencontrée dans leur détermination expérimentale ([1]), dans le cas des alliages fragiles, bien que certaines lois aient été mises en évidence ces dernières années en ce qui concerne les composés définis ([2]).

Pour cette détermination, il semble que les méthodes dynamiques qui ne soumettent les matériaux qu'à de très faibles déformations de haute fréquence (10000 à 50000 p/s) présentent des avantages incontestables en évitant les modifications passagères ou permanentes que toute action mécanique produit

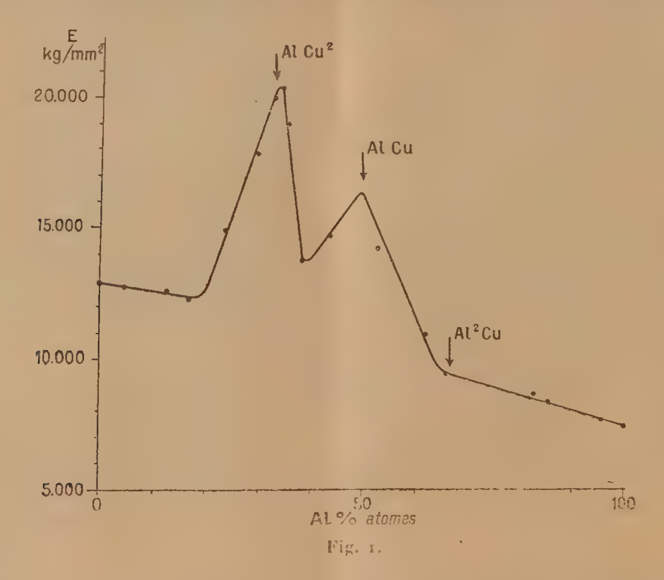


Fig. 1.

sur les solides et qui donnent lieu aux phénomènes bien connus de réactivité et d'écrouissage.

Nous donnons ici deux diagrammes caractéristiques de l'influence de la

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) P. Chévenard et A. Portevin, *Chimie et Industrie*, 16, 1926, p. 434.

([2]) A. Portevin et L. Guillet fils, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 237; F. Forster, *Zeits. für Metallkunde*, 29, 1937, p. 116; Druyvesteyn et Meyering, *Physica*, 8, 1941, p. 1059; A. Portevin et L. Guillet, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 261.

constitution sur les propriétés élastiques. Le premier (*fig.* 1) est relatif au module d'Young E des alliages cuivre-aluminium et a été obtenu avec l'appareil Florisson ([3]) qui utilise les vibrations longitudinales propres d'une éprouvette cylindrique (diamètre 5^{mm}, longueur 60^{mm}) excitée par choc, vibrations détectées par quartz piézo-électrique, et permet de mesurer la fréquence fondamentale par couplage avec un fréquencemètre étalonné. Le second (*fig.* 2) a trait au frottement interne (caractérisé par le décrément logarithmique δ) des alliages

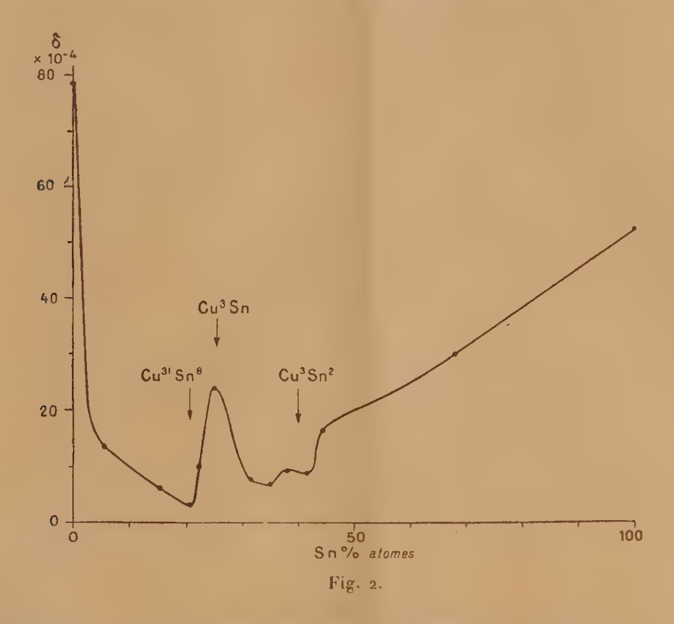


Fig. 2.

cuivre-étain. Il a été déterminé avec l'appareil Cabarat ([4]) qui soumet l'éprouvette cylindrique (diamètre 8^{mm}, longueur 140^{mm}) à des vibrations longitudinales forcées engendrées par un procédé électrostatique et permet de tracer la courbe des amplitudes de vibrations en fonction de la fréquence des sollicitations, c'est-à-dire la courbe de résonance de l'éprouvette étudiée.

Les éprouvettes ont été, pour la plupart, moulées en coquille, et recuites pendant 100 heures à la température maxima compatible avec le diagramme d'équilibre, puis refroidies à la vitesse moyenne de un degré par minute. L'absence de solutions de continuité a été contrôlée par radiographie et par comparaison de la densité expérimentale avec celle qu'on a calculée à partir des dimensions de la maille cristalline.

Ces deux diagrammes confirment l'existence des composés définis déjà mis en évidence par d'autres méthodes, et il est intéressant, en particulier, de noter

([3]) *Société Française des Mécaniciens*, février 1938.
([4]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 229.

que les variations du décrément sont parallèles à celles de la conductibilité électrique ([5]) ([6]), fait à rapprocher de la théorie de Zener ([7]) ([8]). Dans le cas des alliages cuivre-étain, le décrément semble plus sensible aux variations de constitution que le module d'élasticité, le diagramme de cette dernière grandeur ne mettant en évidence que le composé $Cu_{31}Sn_8$ ([9]).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouvelles recherches dans le domaine du dibenzo-1.2.5.6 fluorène* ([1]). Note ([*]) de M. **Paul Cagniant**, présentée par M. Marcel Delépine.

De récentes expériences ont montré que le dibenzo-1.2.5.6 fluorène ([2]) possède un certain pouvoir inhibiteur de l'action biologique des hydrocarbures cancérigènes. On sait que la substitution par des groupements méthyles sur certaines positions exalte l'activité cancérigène de l'hydrocarbure considéré. Il était donc intéressant de préparer dans la série du dibenzo-1.2.5.6 fluorène des dérivés méthylés en différentes positions, de façon à déterminer quelle influence ont les groupements méthyles sur le pouvoir inhibiteur et si, pour certaines positions, on ne constaterait pas une exaltation de cette importante propriété biologique. Dans la présente Note nous décrivons quelques dérivés méthylés de l'hydrocarbure (I) sur les noyaux A et B :

(I)	$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = Y = H$;	
(II)	$R_1 = R_2 = R_4 = Y = H$,	$R_3 = CH_3$;
(III)	$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = H$,	$Y = CH_3$;
(IV)	$R_2 = R_3 = Y = H$,	$R_1 = R_4 = CH_3$;
(V)	$R_2 = R_3 = Y = H$,	$R_2 = R_4 = CH_3$;
(VI)	$R_1 = R_4 = Y = H$,	$R_2 = R_3 = CH_3$;

le méthyl-3″ dibenzo-1.2.5.6 fluorène (II), le méthyl-8 dibenzo-1.2.5.6 fluorène (III), le diméthyl-1″.4″ dibenzo-1.2.5.6 fluorène (IV), le diméthyl-2″.4″

([5]) W. Broniewski et B. Hackiewicz, *Revue de Métallurgie*, 25, 1928, p. 671.

([6]) Cependant la durée du recuit n'a pas été suffisante pour permettre la formation complète du composé stable Cu_3Sn_2.

([7]) *Proc. Roy. Soc.*, 52, 1940, p. 152.

([8]) On notera que la valeur du décrément du cuivre pur portée sur la figure 2 est plus élevée que celle donnée par divers auteurs : il s'agit d'un cuivre électrolytique contenant moins de 0,01 % d'impuretés solubles et 0,007 % seulement d'oxygène.

([9]) A. Portevin et L. Guillet fils, *loc. cit.*

([*]) Séance du 19 avril 1948.

([1]) Pour la partie spectrographique, voir P. Cagniant, thèse en préparation.

([2]) A. Lacassagne, Buu-Hoï et P. Cagniant, *C. R. Soc. Biol.*, 128, 1944, p. 16.

dibenzo-1.2.5.6 fluorène (V), le diméthyl-2″.3″ dibenzo-1.2.5.6 fluorène (VI); ainsi qu'un de ses isostères soufrés : le thiophéno-(2′.1′.5.6) benzo-1.2 fluorène (VII). Tous ces hydrocarbures ont été obtenus par la méthode de Rapson et Shuttleworth ([3]) : cyclisation des 2-naphtylidène α-tétralones méthylées correspondantes (VIII), (IX), (X), (XI), (XII), au moyen de P_2O_5 dans le xylène bouillant.

VII.

(VIII) $R_1 = R_2 = R_4 = Y = H$, $R_3 = CH_3$;
(IX) $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = H$, $Y = CH_3$;
(X) $R_2 = R_3 = Y = H$, $R_1 = R_4 = CH_3$;
(XI) $R_1 = R_4 = Y = H$, $R_2 = R_3 = CH_3$.

Pour préparer (VII), nous avons cyclisé le dérivé 5-naphtylidénique (XIV) du céto-4 tétrahydro-4.5.6.7 thionaphtène (XIII). Cette cétone bien connue ([4]) se prépare par cyclisation du chlorure de l'acide γ.2-thiényl-butyrique (XV). Nous avons préparé cet acide par synthèse malonique à partir du bromure de β.2-thiényl-éthyle dont nous disposions, saponification de l'ester obtenu et décarboxylation habituelle. Notons que la cyclisation du chlorure de l'acide (XV), en milieu benzénique et sous l'influence de Cl_3Al, nous conduit à un mélange de (XIII) et d'une cétone $C_{14}H_{14}OS$, probablement (XVI).

(XIII) (XIV)

(XV) (XVI)

Description des corps nouveaux obtenus ([5]). (II) $C_{22}H_{16}$, F 180°, cristaux incolores (benzène); picrate F_{inst} 147°, aiguilles rouge violacé (alcool), (III) $C_{22}H_{16}$, F 136°, cristaux incolores (alcool); picrate F_{inst} 181°,5, cristaux rouge brique (alcool). (IV) $C_{23}H_{18}$, F 184°,

---

([3]) *J. Chem. Soc.*, **157**, 1940, p. 636.

([4]) Fieser et Kenelly, *J. Amer. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. 1611.

([5]) Pour la préparation des tétralones de départ, *voir*, P. Cagniant, *Thèse*.

aiguilles incolores (alcool); picrate F_{inst} 199°, aiguilles rouge violacé (alcool). (V) $C_{23}H_{18}$, F 187°, cristaux incolores (benzène); picrate F_{inst} 197° cristaux rouge violacé (benzène). (VI) $C_{23}H_{18}$, F 205°, aiguilles incolores (benzène); picrate F_{inst} 174°, cristaux rouge brique (benzène). (VII) $C_{19}H_{12}S$, se sublimant totalement sans fondre vers 220°; picrate F_{inst} 179°, cristaux rouge grenat (alcool). Tous ces hydrocarbures présentent une fluorescence assez faible, bleu violet dans l'alcool. (VIII) $C_{22}H_{18}O$, F 136°, paillettes nacrées brillantes (alcool). (IX) $C_{22}H_{18}O$, F 102°, cristaux peu colorés (alcool). (X) $C_{23}H_{20}O$, F 79°, cristaux jaune clair (alcool). (XI) $C_{23}H_{20}O$, F 116°, cristaux à peine colorés (alcool). (XII) $C_{23}H_{20}O$, F 140°, petites aiguilles jaune citron (alcool). (XIV) $C_{19}H_{14}OS$, F 118°, petits cristaux incolores (alcool), donnant un picrate F_{inst} 108°, petits cristaux jaunes (alcool). β.2-(thiényléthyl)-malonate d'éthyle $C_{13}H_{18}O_4S$, $É_{10}$ 175°; liquide incolore Acide correspondant $C_9H_{10}O_4S$, F 124°,5, cristaux incolores fondant sans décomposition. Cétone (XVI), F 85°, cristaux incolores (alcool). Semicarbazone $C_{15}H_{17}ON_3S$, F_{inst} 197°, aiguilles incolores (alcool).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide benzoylacrylique: action de l'ammoniaque.* Note de MM. **Joseph Bougault** et **Pierre Chabrier**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'un de nous (¹) a déjà signalé que l'acide benzoylacrylique (I)

(I) $$C_6H_5.CO.CH = CH.CO_2H$$

fixe facilement, sur sa double liaison, des molécules très diverses, telles que l'ammoniaque, l'aniline, l'acide cyanhydrique, les hydracides, etc. L'objet de cette Note est d'insister sur les particularités de la fixation de l'ammoniaque suivant qu'elle s'effectue en milieu aqueux ou en milieu alcoolique.

I. Si l'on dissout l'acide benzoylacrylique dans une solution aqueuse d'ammoniaque, aucun précipité n'apparaît. L'acidulation après quelques heures, par l'acide chlorhydrique ne produit pas de précipité. Mais, en évaporant la liqueur, un précipité apparaît peu à peu, et chose surprenante, reste insoluble, même si l'on rétablit, par addition d'eau, le volume primitif.

Le composé ainsi précipité est l'acide aminé (II) ($C_{10}H_{11}O_3N$)

(II) $$C_6H_5.CO.CH(NH_2).CH_2.CO_2H.$$

Il fond à 194°, est insoluble dans l'eau, dans l'alcool et dans l'éther. Réduit par l'amalgame de sodium, il donne l'acide-alcool correspondant, F 215° ($C_{10}H_{13}O_3N$) qui ne fournit pas la lactone que l'on pourrait attendre.

II. En solution alcoolique saturée d'ammoniaque, les résultats sont tout différents. On observe rapidement un dépôt de cristaux brillants, qui sont le sel ammoniacal d'un diacide (III) ($C_{20}H_{19}O_6N$), que l'on isole facilement par l'acide chlorhydrique. Cet acide fond à 204°. Il est insoluble dans l'eau et dans l'éther, mais un peu soluble dans l'alcool. Son hydrogénation par l'amalgame

(¹) *Ann. Chim. et Phys.*, 8ᵉ série, 15, 1908, p. 491-515.

de sodium conduit à l'acide-alcool (IV) ($C_{20}H_{23}O_6N$) correspondant, F. 225°, lequel ne nous a pas donné la lactone.

$$\text{(III)}\quad \begin{array}{c} C_6H_5.CO.CH.CH_2.CO_2H \\ | \\ NH \\ | \\ C_6H_5.CO.CH.CH_2.CO_2H \end{array}$$

$$\text{(IV)}\quad \begin{array}{c} C_6H_5.CHOH.CH.CH_2.CO_2H \\ | \\ NH \\ | \\ C_6H_5.CHOH.CH.CH_2.CO_2H \end{array}$$

Ce diacide-alcool (IV) étant saturé par la soude diluée, et la solution acidulée par l'acide acétique, fournit un sel de sodium acide (F 285°), peu soluble dans l'eau, qui sert avantageusement à la préparation de l'acide très pur.

III. Le sel ammoniacal du diacide (III) subit spontanément une remarquable transformation, rapidement à chaud, lentement à froid : il donne le monoacide (II). Si l'on conserve la solution alcoolique ammoniacale où se sont formés les cristaux brillants du sel ammoniacal du diacide (III), on voit ceux-ci s'effriter lentement et donner une poudre blanche. Celle-ci n'est autre chose que le monoacide (II). Ce n'est pas son sel ammoniacal, comme on aurait pu le penser, étant donné le milieu saturé d'ammoniaque où il s'est formé.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la céto-yobyrine*. Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Par la déshydrogénation au sélénium de la yohimbine, Mendlik et Wibaut ont obtenu trois substances dont l'une, la céto-yobyrine, n'a pas encore été étudiée pharmacologiquement. Les expériences que nous avons faites avec un produit très pur préparé par Wibaut lui-même nous ont montré que la céto-yobyrine, qui n'a que peu d'influence sur la pression artérielle, paraît être presque totalement dépourvue d'activité aussi bien sympathicolytique que sympathicosthénique. Ces effets étant bien différents de ceux de la yohimbine et de la yobyrine, la pharmacodynamie devait en chercher les raisons dans la constitution moléculaire de ces trois substances.

Malheureusement, si la formule de constitution de la yohimbine n'est plus contestée aujourd'hui et si celle de la yobyrine qu'a proposée Witkop [1] a été confirmée par la pharmacologie [2] et la synthèse [3], celle de la céto-yobyrine s'est déjà heurtée à quelques objections [2]. Pour la réfuter définitivement, il

---

(1) *Liebig's Ann.*, 554, 1943, p. 83.

(2) Raymond-Hamet, *Comptes rendus*, 221, 1945, p. 387.

(3) G. R. Clemo et G. A. Swan, *Journ. of the Chem. Soc.*, 1946, p. 617.

nous a suffi de nous assurer que les spectres d'absorption de la céto-yobyrine et du N-benzoyl-carbazol ([4]) qui seraient à peu près identiques si elle était exacte, sont en réalité tout à fait différents (*fig.* 1).

N CH$_3$ H$_3$C N CO

Céto-yobyrine, d'après Witkop, $C_{20}H_{16}ON_2$.

N CO

N-Benzoyl-carbazol $C_{19}H_{13}ON$.

Au contraire, la comparaison des spectres d'absorption ultraviolets de la céto-yobyrine et de la rutécarpine ([5]), alcaloïde dont la formule de constitution peut être tenue pour certaine, a révélé l'incontestable analogie de ces

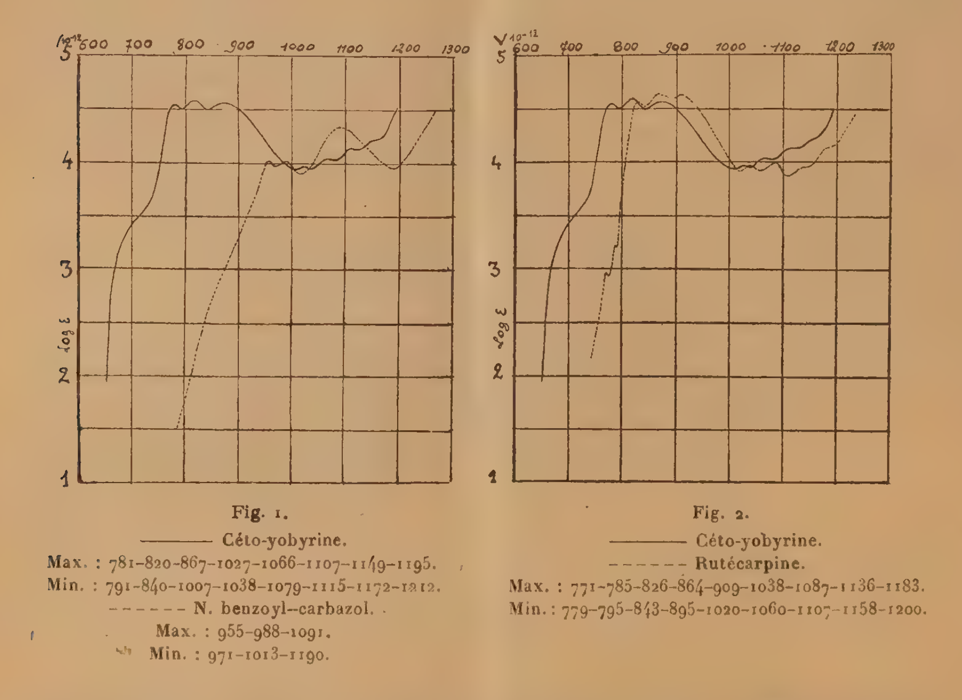


Fig. 1.

——— Céto-yobyrine.

Max. : 781-820-867-1027-1066-1107-1149-1195.

Min. : 791-840-1007-1038-1079-1115-1172-1212.

------ N. benzoyl--carbazol.

Max. : 955-988-1091.

Min. : 971-1013-1190.

Fig. 2.

——— Céto-yobyrine.

------ Rutécarpine.

Max. : 771-785-826-864-909-1038-1087-1136-1183.

Min. : 779-795-843-895-1020-1060-1107-1158-1200.

deux substances (*fig.* 2). On doit donc admettre qu'elles présentent toutes deux la même architecture cyclique générale et qu'elles possèdent l'une et

([4]) Préparé par M. Sandulesco.

([5]) Préparée par Asahina.

l'autre, dans le cycle D, d'une part un groupement cétonique, d'autre part une double liaison conjuguée à un noyau aromatique.

Rutécarpine $C_{18}H_{13}ON_3$.

Céto-yobyrine (d'après Raymond-Hamet) $C_{20}H_{16}ON_2$.

$+ CH_2$

Acide 2.3-diméthyl benzoïque $C_9H_{10}O_2$

Puisque Mendlik et Wybaut d'abord, Barger et Scholz ensuite, ont obtenu de l'acide 2.3-diméthylbenzoïque en traitant par la potasse la céto-yobyrine, on peut admettre hypothétiquement que cette substance comporte un groupe méthyle fixé sur son carbone 16, c'est-à-dire sur le carbone qui, dans la molécule de la yohimbine, supporte le groupement carbométhoxyle.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude des interactions de l'acide nitrique et de la diméthylaniline.* Note (*) de M. **François-Michel Lang**, présentée par M. Louis Hackspill.

D'après des études récentes ([1]) sur la constitution de l'acide nitrique : en milieu aqueux, très dilué, l'acide nitrique est sous forme ionique $NO_3—H^+$, en milieu concentré (conc. > 60 %) sous forme covalente $NO_2—OH$ et pour des concentrations moyennes, $NO_2—OH$ forme, avec l'eau, un complexe : $OH_2 \ldots NO_2—OH$. Seule la forme covalente libre possède une tension de vapeur et est capable de nitrer effectivement la cellulose.

Les solvants organiques peuvent se diviser en deux familles :

1° Ceux qui jouent vis-à-vis de NO_3H le rôle de base, c'est-à-dire qui disposent d'une paire d'électrons qu'ils peuvent céder à l'H de NO_3H (c'est le cas des solvants contenant de l'oxygène, tels l'acide acétique, l'éther); l'acide nitrique ainsi associé en complexe perd tout pouvoir nitrant vis-à-vis de la cellulose.

2° Ceux qui sont non basiques vis-à-vis de NO_3H, tels que CCl_4, $CHCl_3$, laissent à l'acide nitrique son pouvoir nitrant.

Dans le cas de la série benzénique, alors que les carbures ne se nitrent qu'en milieux nitriques ou sulfonitriques très concentrés, deux familles, les phénols et les amines, se nitrent avec une particulière facilité par action de l'acide

(*) Séance du 12 avril 1948.

([1]) Dalmon, *Mémor. des Serv. Chim. de l'État*, 30, 1943, p. 141; Vandoni, *Mémor. des Serv. Chim. de l'État*, 31, 1944, p. 87; Chedin, *Mémor. des Serv. Chim. de l'État*, 29, 1939, p. 111, 31 1944, p. 113; *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1424.

nitrique en milieux aqueux même dilués. Cette nitration a lieu aussi au sein de solvants organiques présentant un caractère basique vis-à-vis de NO_3H.

Alors que certains auteurs, comme Hodgson ([2]), ne semblent pas avoir eu connaissance des études sur la constitution de l'acide nitrique dans les divers milieux, d'autres, comme Halberstadt, Hugues et Ingold ([3]), admettent que le complexe $HO - NO_2, H_2O$, qui généralement est inactif vis-à-vis de la matière organique, est capable de nitrer dans certaines conditions. Signalons cependant que Stig Veibel ([4]) a démontré, dans le cas de la nitration des phénols, le passage probable par des complexes formés par les phénols et l'acide nitreux.

Nous avons entrepris l'étude systématique des interactions de l'acide nitrique et de la diméthylaniline ([5]) par variation régulière de la concentration de l'acide nitrique :

1° L'acide nitrique dilué, sans vapeurs nitreuses, neutralise tout d'abord presque totalement l'amine.

2° Après une *période d'induction* semblable à celle qu'on a observée dans le cas des phénols, il se produit des vapeurs nitreuses, et la neutralisation est suivie de la formation de *nitrate de p-nitrosodiméthylaniline*. (Rdt 20 % à une température de — 10° C. avec NO_3H de concentration 20 %.) En même temps prennent toujours naissance des produits d'oxydation de la diméthylaniline (en particulier la tétraméthylbenzidine et ses dérivés).

3° L'acide étant plus concentré ou à plus forte température, le dérivé nitrosé s'oxyde en dérivé nitré.

Dans l'éther, même dans les conditions où l'acide nitrique est associé en complexe (et n'agit pas sur la cellulose), la nitration se fait très facilement. L'insolubilité relative des produits formés dans le solvant nous a permis d'isoler facilement les intermédiaires de la réaction : nitrate de diméthylaniline et de *p*-nitrosodiméthylaniline, paranitrodiméthylaniline.

4° En employant des acides nitriques de concentration ≤ 70 %, nous avons pu isoler et caractériser sans ambiguïté les dérivés N-*nitrosés* de la diméthylaniline :

N-nitroso	N-méthyl..........	2.4-dinitroaniline	(Rdt 80 %)
»	»	2.4.6-trinitroaniline	(»)

Ce sont ces produits qui se forment et non pas les dérivés monométhylés, généralement admis. Les dérivés N-nitrosés sont décomposés très facilement par les agents physiques (chaleur en particulier) et chimiques (action des bases et des acides), ce qui explique aisément la confusion précédente.

([2]) HODGSON et TURNER, *J. Chem. Soc.*, **121**, 1942, p. 584; HODGSON, *J. Soc. Dyers Colourists*, **60**, 1944, p. 151.

([3]) HALBERSTAD, HUGUES et INGOLD, *Nature*, **158**, 1946, p. 514.

([4]) STIG VEIBEL, *Zeits. Physik. Chem.*, **10**, 1930, p. 22 (Part. I).

([5]) F. M. LANG, *Thèse*, Faculté Sciences, Paris, 6 janvier 1948.

5° Au contraire, en employant de l'acide nitrique de concentration $>70\%$, nous avons pu isoler et caractériser la : N-*nitro* N-*méthyl* 2.4-*dinitroaniline*.

En conclusion, pour des concentrations nitriques $\leq 70\%$ ou dans des solvants organiques présentant un caractère basique vis-à-vis de NO_3H, la nitration vraie (par l'entité nitrante NO_2^+) ne semble pas avoir lieu. La formation des dérivés nitrés se fait par l'intermédiaire de la nitrosation (par l'entité nitrosante $N\equiv O^-$), cette nitrosation étant suivie d'oxydation.

GÉOLOGIE. — *Nouvelles données sur la structure des Andes de l'Équateur.* Note de M. **Edmond Bruet**, présentée par M. Charles Jacob.

Une Note récente de Victor Oppenheim (1) renferme une opinion d'ensemble intéressante sur la structure des Andes, du Vénézuéla à la Patagonie. Mais en ce qui concerne le territoire de la République de l'Équateur, si l'auteur admet que la Sierra de Cutucu, située dans le Haut-Amazone, « rejoint l'éperon le plus à l'est de la Cordillère orientale du Pérou », dans le texte, comme dans la carte jointe, il marque une solution de continuité entre les Cordillères orientales du Pérou et de Colombie, sur le territoire de l'Équateur, et faute de données, il rattache la troisième cordillère de Colombie (au départ du Pacifique) à la deuxième cordillère de l'Équateur. La réalité est bien différente. Déjà on a des indications dans une Note du Dr H. J. Tschopp (2), directeur de La Schell of Ecuador. Ensuite, au cours de mes voyages dans le Haut-Amazone, j'ai pu relever, ou vérifier, de nombreux faits dont voici les principaux.

1° Au nord du débouché du Pastaza sur la Plaine amazonienne, le Crétacé présente du côté cordillère une dénivellation de l'ordre de 2400m par rapport au Crétacé du Napo. Le cours de certains affluents ou sous-affluents de l'Amazone est orienté comme le sont les failles soit Nord-Sud à légèrement Nord-Nord-Est (cours supérieur de l'Upano dans la région de Macas; Pastaza après Shell-Mera; Coca supérieur au nord-nord-est de Baeza; Rio San Miguel supérieur). Au sortir des montagnes, l'Upano, le Pastaza et le Coca n'ont pu encore régulariser leur cours. A l'ouest d'Alapices, au nord du Rio Palora, au Nord du Pastaza, les murs de la cordillère sont verticaux sur la Plaine Amazonienne.

2° La Cordillère de Guacamayo, composée de granites, de schistes, granodiorites et gabbros, appartient à la Cordillère dite orientale, dont elle n'est qu'un rameau avancé sur la Plaine Amazonienne. Elle est jalonnée à son extrémité Est par une ligne de failles sensiblement Nord-Est-Sud-Ouest.

3° Par contre vers l'Est et au Nord, il existe la Cordillère de Galeras avec le

(1) *Amer. Journ. of. Sci.*, 245, n° 3, 1947, p. 158-174.

(2) *Impresora Uruguaya*, Montevideo, 1945.

volcan Sumaco, lesquels viennent rompre la monotonie de la Plaine Amazonienne. Ici apparaissent des plis de direction Nord-Est-Sud-Ouest limités à l'Est et à l'Ouest par des failles et comprenant en particulier : 1° le Crétacé supérieur et moyen, calcaires avec argiles schisteuses; 2° les sables et grès avec intercalations de tufs et basaltes allant du Crétacé moyen au Jurassique supérieur inclus. Plus au Sud, avec les mêmes alignement et composition lithologique, viennent successivement les anticlinaux du Napo, de Vuano et de Mirador, bordés par des failles, dont les failles de Canelos.

4° Au sud de Mirador, la trouée du Pastaza a permis un épanouissement du réseau avec un puissant travail d'érosion.

5° Plus au Sud, après la trouée de l'Upano, apparaît la Sierra de Cutucu ([3]), composée de haut en bas des couches suivantes plissées avec poussée vers l'Est : Tertiaire avec argiles et sables à végétaux, Crétacé supérieur sableux, moyen et inférieur, à Ammonites, Jurassique supérieur et inférieur, Lias à Arietites, Trias à Pseudomonotis, Carbonifère à Spirifer et Productus, Silurien ou Cambrien à Lingules, ce dernier extrêmement plissé. Le substratum est précambrien ou cristallin. Le tout est encadré par de grandes failles longitudinales.

6° Cette troisième cordillère ainsi jalonnée se rattache au Nord à la Cordillère orientale de Colombie décrite succinctement par T. Cléments ([4]) et au Sud, par la Cordillère de Condor, à la Cordillère orientale du Pérou. A l'Est, s'étendent les plaines orientales boisées doucement ondulées, qui continuent, sur le territoire de l'Équateur, les Llanos de Colombie.

7° L'Altiplano de l'Équateur est un *graben*. Il est bordé de grandes failles, sur lesquelles ou en bordure des voussoirs effondrés, se sont installés des volcans, et il est rempli par leurs projections. De la même façon, les volcans Reventador et Sangay sont installés sur la ligne des failles située en bordure de la Plaine Amazonienne, mais le Sumaco est placé au centre de la véritable Cordillère orientale que nous venons de définir.

8° Cette cordillère occupe donc l'emplacement d'un géosynclinal qui comprend des couches allant du début du Primaire à la fin du Tertiaire. C'est à cette dernière époque qu'elles ont acquis leur caractère tectonique actuel à la suite des plissements *Quichua* que Steinmann a placés, au Pérou, au Tertiaire supérieur. Ici, comme ailleurs dans les Andes, les failles longitudinales, de très grande étendue, manifestent l'action des mouvements épirogéniques.

([3]) Que V. Oppeinheim a signalée le premier (*Bol. Soc. Geol. Peru*, 14-15, p. 104, Lima, 1943).

([4]) *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 1941, 52, n° 12, part. II, p. 1246.

GÉOLOGIE. — *Présence du Llanvirn en Grande Kabylie (Algérie).* Note de MM. **André Barbier**, **Henri Termier** et Mme **Geneviève Termier**, présentée par M. Paul Fallot.

Plusieurs massifs de l'Algérie atlasienne comprennent de grandes étendues occupées par des roches que la carte géologique désigne, dans leur ensemble, sous la dénomination de *Terrains azoïques et cristallophylliens*, et attribue au Précambrien. Une Note récente [1] a signalé la découverte de l'Ashgill dans les « Schistes X » du flanc nord du Djurdjura. La présente communication a pour objet de faire connaître trois affleurements de « Schistes X » d'un âge plus ancien et situés à 4km de Tizi-Ouzou, sur la bordure nord du Massif Kabyle [2]. Le principal gisement fossilifère se trouve près du confluent de l'Oued Stita avec l'Oued Sebaou, sur le flanc sud de la colline nommée la Zaouia, à 170 mètres d'altitude. Les bancs que nous avons exploités sont traversés par des filons de pegmatite et de quartz et touchés de métamorphisme. Nous avons pu extraire des parties les moins transformées les genres et espèces suivants :

Synhomalonotus Aragoi, *Pharostoma pulchra*, *Dalmanitina* sp., *Dionide* sp., Asaphidé (plèvres), Gigantostracés (débris), *Pleurotomariidæ*, *Pionodema budleighensis*, « *Orthis* » *incola*, « *Orthis* » cf. *desiderata*, « *Orthis* » cf. *bohemica*, *Glossorthis* sp., *Platystrophia* sp., cf. *Porambonites* sp., *Leptæna* sp., *Sowerbyella* sp., *Lingula* cf. *Lesueuri*, *Acanthograptus* nov. sp.. *Thallograptus* nov. sp., *Koremagraptus* nov. sp., *Airograptus* nov. sp., *Inocaulis* sp., *Graptodictya*, cf. *Pachydictya*, *Protocrinus* cf. *oviformis* (région buccale et brachioles), *Sphæronites* nov. sp. (de grande taille), *Ovocystis* (région bucco-anale), *Sinocystis* cf. *yunnanensis* (plaques thécales).

A 1500 mètres plus au Sud-Est, sur la rive droite du Sebaou, un peu au-dessus de la Fontaine que les Ponts et Chaussées ont établie sur la route dans la partie aval des gorges, nous avons recueilli à la cote 150m une faune semblable (à *S. Aragoi*, *Thallograptus* nov. sp., *Koremagraptus* nov. sp., *Inocaulis* sp., *Palæodictyota* et *Sphæronites*). Enfin, à moins de 100 mètres à l'ouest du village d'Akaoudj, à la cote 430m, des schistes localement métamorphiques nous ont donné : *Orthis* (non) *calligramma* (var. figurée par Cowper Reed), *Vellamo* sp., associés à *Thallograptus* nov. sp., *Koremagraptus* nov. sp., *Streptograptus* nov. sp., *Airograptus* nov. sp., *Inocaulis* sp., *Mastigograptus* sp., à des *Sphæronites* de petite taille et à des fragments de Trilobites. Les Brachiopodes, *S. Aragoi*, les Diploporites et les Graptolites concourent tous

---

(1) Alexis Lambert, Henri Termier et Geneviève Termier, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 84.

(2) Les gisements 1 et 2 ont été découverts par A. Barbier; ces deux points, ainsi que le gisement 3 que nous avons trouvé ensemble, ont été fouillés par nous trois en compagnie de J. Monod.

à l'attribution de la faune du premier gisement au Llanvirn (probablement même à la 7[e] zone de la classification anglaise, zone qui. pour certains auteurs, est la base du Llandeilo). De nouvelles recherches sont nécessaires pour savoir si le troisième gisement ne représente pas un horizon voisin, sa faune étant légèrement différente.

Il est frappant de constater que le faciès biologique du Llanvirn est ici bien différent de celui du Maroc ([3]), avec lequel il n'a de commun que *S. Aragoi* et *P. budleighensis*. Jusqu'à présent, nous ne connaissons rien d'identique en Afrique du Nord et dans l'Europe Occidentale, malgré la présence de *S. Aragoi*, *P. pulchra* et *P. budleighensis* dans le Massif Armoricain et de *P. pulchra* à Sart-Bernard (Belgique). En revanche, la faune que nous signalons présente des affinités certaines avec la Bohême par ses Trilobites et ses Brachiopodes, avec l'Amérique du Nord par des Graptolites, enfin avec la région Baltique et la Chine par ses Echinodermes.

Nous sommes en présence du premier ensemble important de Dendroïdes qui soit connu sur le Continent africain. Quant aux Diploporites, il s'agit aussi d'un groupe de formes, nouvelles en Afrique du Nord, d'une valeur capitale pour l'histoire des Echinodermes paléozoïques de la Méditerranée occidentale.

De plus, la présence du Llanvirn et de l'Ashgill en deux points éloignés de 28^{km} situés, l'un au Nord, l'autre au Sud du Massif Kabyle, sur une ligne transversale aux plis atlasiens, laisse à penser que l'Ordovicien constitue une bonne part des terrains anciens de ce massif et que l'on a de sérieuses chances d'y trouver le Llandeilo franc et le Caradoc.

Enfin, comme le métamorphisme régional paraît offrir les mêmes caractéristiques en grande Kabylie et dans le Massif d'Alger ([4]), c'est-à-dire sur une vaste étendue, il est permis d'espérer qu'il sera possible d'établir la stratigraphie du Primaire algérien par la prospection et l'étude systématiques des affleurements les moins cristallins dans une série qui comporte surtout des micaschistes et des gneiss.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Observations de morphologie et de tectonique sur le front nord-occidental de la Montagne Noire. La faille d'Escoussens.* Note de M. **Georges Baeckeroot**, présentée par M. Emmanuel de Martonne.

Vue du pied du Château d'Escoussens, la butte toute proche (cotée 348 sur la minute au 1/40000[e]) apparaît mieux dégagée que celle de la Sagne. Sa forme est caractéristique : la base, largement étalée, montre de blancs affleurements

(3) Henri et Geneviève Termier, *C. R. somm. S. G. F.*, 13, 1947, p. 254.

(4) Louis Royer, *Les terrains cristallophylliens des massifs d'Alger et de la grande Kabylie* (*Bull. Serv. Carte Géol. Algérie*, 5[e] série, 2, 1947).

de calcaire sur une étendue et une hauteur plus grandes que sur la butte voisine, et deux replats structuraux, inclinés vers l'extérieur du Massif, y ont trouvé place; le sommet de la butte, d'un tout autre style, est une calotte conique très régulière, posée à même le replat supérieur.

Entre la butte d'Escoussens et la Montagne Noire, le raccordement se fait, vers le Sud, dans une dépression beaucoup plus ouverte que celle de la Sagne, dont elle est cependant le prolongement; les pentes en sont d'abord assez douces, avec des terres blanchâtres, mises en cultures ou en beaux pâturages. Ces pentes, après un ressaut très net, deviennent ensuite progressivement plus fortes et ne sont plus occupées que par de la lande à fougères et enfin par la forêt. Vers l'Est, par contre, le glacis cultivé vient se heurter à des pentes fortes, boisées dès la base du Massif, et dont la raideur est encore renforcée par la profonde entaille de l'affluent de la Bernazoubre descendu de Fonbruno.

Tous les détails de ce paysage trouvent leur explication dans la structure.

1° La plus grande partie de la butte d'Escoussens, depuis sa base jusqu'au replat supérieur, est constituée par le Calcaire de Castres d'abord visible dans le soubassement de l'église d'Escoussens, à l'altitude de 275^{m}.

L'ensemble des couches de Calcaire, dont le pendage est de 35 degrés vers le Nord-Ouest, et l'épaisseur visible de 65^{m} au moins, ne laisse apercevoir nulle part sa brèche de base, entre le village d'Escoussens et la butte.

Mais si, en s'éloignant de la butte vers le Sud, on suit le chemin rural qui, de la carrière, descend d'abord dans la dépression pour remonter ensuite les premières pentes du Massif ancien, on ne tarde pas à rencontrer, à la partie inférieure d'une tranchée profonde de 8^{m}, où le chemin s'embourbe, une brèche en tout semblable à celle de la Sagne, c'est-à-dire composée de fragments de schistes à séricite gris vert enrobés dans un ciment calcaire. Il s'agit bien de la brèche de base du Calcaire de Castres.

2° Quelle est l'extension des affleurements du banc de brèche?

a. Vers le Nord-Ouest, c'est-à-dire dans la direction de son pendage, on peut le voir, à la lisière sud du hameau de la Faurinié et dans le chemin de la Faurinié à la Blancarié, s'arrêter net contre les couches de calcaire correspondant à celles de la partie moyenne de la butte d'Escoussens. Ce contact anormal marque le passage certain d'une faille dont le rejet serait d'une vingtaine de mètres; son tracé se trouve exactement aligné avec celui de la faille de la Sagne avec laquelle il faut l'identifier.

b. Vers le Sud-Est, les premières pentes de la Montagne Noire au-dessus de la tranchée coïncident avec le dos du banc de brèche sur lequel reposent encore, et comme à point nommé, quelques restes de Calcaire de Castres, bien en place. Cette surface structurale forme un glacis incliné qui remonte sur une distance de quelques centaines de mètres jusqu'à ce que la brèche cède subitement la place aux schistes cambriens au pied d'un talus. Celui-ci doit être considéré comme un élément de plan de faille à faible rejet, car il se trouve

aligné avec une facette située au sud d'Escoussens, sur le versant droit du ravin de la Bernazoubre, à la base du promontoire schisteux du Pasquet, un peu en aval du Moulin de Lavessenq. Cette seconde faille est sensiblement parallèle à la première.

Ainsi donc, la brèche de base du Calcaire éocène de Castres, invisible au pied de la butte d'Escoussens, a été remontée par failles, de telle sorte qu'elle constitue, à elle seule, le revêtement de la partie supérieure d'un voussoir soulevé de schistes cambriens, D'après la fraîcheur des escarpements, les failles auraient joué (ou rejoué) à une époque récente.

C'est ce que viennent confirmer d'autres observations. En effet, le glacis structural de la brèche décrit ci-dessus est fortement raviné et recouvert de ses propres débris *qui sont, eux aussi, ravinés*. Ce ne sont donc pas des dépôts-de-pente *actuels*. On les retrouve à la partie supérieure de la tranchée sous la forme de dépôts détritiques grossiers comprenant des fragments de la brèche, des éléments dissociés de celle-ci, avec d'assez nombreux cailloux mal roulés de quartz laiteux et de quartzites. *Et c'est dans la même masse de cailloutis grossier qu'a été modelé le chapiteau conique de la butte d'Escoussens*. Il semble donc que la dernière phase tectonique qui ait fait jouer les failles bordières de la Montagne Noire soit de peu antérieure au creusement du vallon périphérique.

3° Les observations suivantes permettent de tracer une faille faisant avec les précédentes un angle de 100° et dirigée SW-NE :

— Le Calcaire de Castres affleure à l'est de la Bernazoubre (Est du *mot* Ricardous de la carte) et s'arrête net devant les terrains primaires (calcaires et schistes cambriens);

— De même plus au Sud, dans le ravin (près de l'*s* d'Embarthès);

— Sur le chemin remontant de là à la Blancarié, réapparition soudaine du calcaire éocène en contact immédiat avec le calcaire cambrien.

Conclusions. — Sur le front nord-occidental de la Montagne Noire, dans la région située au sud et à l'est d'Escoussens :

1° Ce que la carte géologique (f. de Castres) attribue, sous l'indice $e^{2-1}g$, à une formation littorale de la mollasse oligocène est représenté, en réalité : *a*. Sur les premières pentes du Massif, par la brèche de base du Calcaire éocène de Castres, déjà reconnue près de la métairie de la Sagne; *b*. Au sommet de la butte d'Escoussens et sur son flanc Nord, par un dépôt détritique grossier, de date récente, mais non pas *actuel*, provenant du remaniement de la brèche de base.

2° Au cours d'un soulèvement récent, le Massif de la Montagne Noire a entraîné avec lui, vers le haut, les terrains tertiaires de sa bordure. Deux failles parallèles à regard Nord et de direction W-E, sont recoupées par une troisième, de direction SW-NE, délimitant ainsi des compartiments étagés en escalier.

3° Les éléments de surfaces inclinés vers le NW appartiennent à une pénéplaine pré-éocène qui n'est sans doute ici que la pénéplaine post-hercynienne elle-même.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence des organites élaborateurs du tanin (taninoplastes) dans les espèces du genre* Acacia. Note (*) de M. **Jean Politis**, présentée par M. Louis Blaringhem.

D'après les travaux de Guillermond et de Pierre Dangeard, les tanoïdes apparaissent généralement dans les cellules très jeunes, dans lesquelles les vacuoles se trouvent sous forme de nombreux éléments mitochondriformes. P. Dangeard a utilisé pour ses recherches des méthodes de coloration vitale chez de très jeunes feuilles d'un certain nombre de Conifères, de façon à connaître les premiers stades des vacuoles et le mode de formation des tanins. Les colorants vitaux mettent en évidence de petits grains des filaments, disposés de façon irrégulière et variable, ou un réseau. Ces éléments se transforment très rapidement en éléments tanifères. Le système vacuolaire, plus tard, dans les feuilles âgées, se dilate toujours en réseaux épais et finalement en grosses vacuoles réfringentes remplies d'un tanin abondant. Nous avons observé un mode de formation du tanin, dans des cellules de diverses plantes, qui diffère de celui qu'a décrit P. Dangeard. D'après les résultats de nos recherches, dans de jeunes cellules que nous avons examinées, le tanin ne se forme pas dans des filaments ou dans un réseau.

En 1911 [1] nous avons démontré que le tanin, dans les feuilles de certaines Orchidées (*Cœlogyne cristata*, *Eria stellata*) peut être élaboré au sein d'un petit corpuscule, unique par cellule. Ces corpuscules se conservent quand on les traite par une solution d'acide osmique qui leur donne une coloration noire; ils présentent toutes les réactions microchimiques des tanoïdes et prennent les colorants vitaux. La rosaniline, le violet de gentiane, le violet dahlia, le vert malachite, le vert d'iode, le vert de méthyle, la thionine, le vert de méthylène, la safranine, la vésuvine, le brun Bismark, le vert de lumière, le rouge neutre peuvent être emmagasinés dans le corps en question en peu de temps au moyen d'une solution très diluée sans aucun fixage préalable. En suite nous avons étudié le mode de formation cytologique des tanins chez certaines espèces d'Acacias et nous exposons, par la présente Note, les résultats de nos recherches.

Acacia trinervata Sieber. — Les feuilles composées de cette plante ont été examinées à l'époque où leur longueur était de deux centimètres. Si nous soumettons ces feuilles à l'action de vapeurs d'ammoniaque, au bout de quelques heures elles prennent une couleur brune due à la présence d'une substance tannique. Sur une coupe perpendiculaire faite à travers une foliole,

(*) Séance du 5 avril 1948.

(1) J. Politis *Atti r. Ac. Lincei.*, (V), 20, VI 1911, p. 343, Classe Sc. fisiche; *Atti Ist. Botan. Univ. Pavia*, 14, 1914 p. 377.

nous distinguons sous le microscope que toutes les cellules du parenchyme en palissade et du parenchyme spongieux contiennent du tanin, qui se forme de la manière suivante : dans chacune de ces cellules, outre le noyau et les chloroplastes, on voit au commencement un très petit corpuscule sphérique, incolore, se colorant en brun sous l'influence des vapeurs d'ammoniaque et de l'oxygène de l'atmosphère. Ce corpuscule présente une enveloppe et contient du tanin; en s'accroissant peu à peu, il devient plus grand que le noyau et finalement il perd la forme sphérique; alors le tanin formant une masse homogène, remplit une très grosse vacuole. D'autres fois, le corpuscule en question émet, de sa surface, des protubérances sphériques et l'on trouve dans la cellule plusieurs corpuscules réunis en grappe. Finalement ces corpuscules fusionnent et forment une masse qui remplit une grande partie de la cavité cellulaire. Dans les cellules oblongues du parenchyme en palissade, ces corpuscules apparaissent près de l'épiderme supérieur.

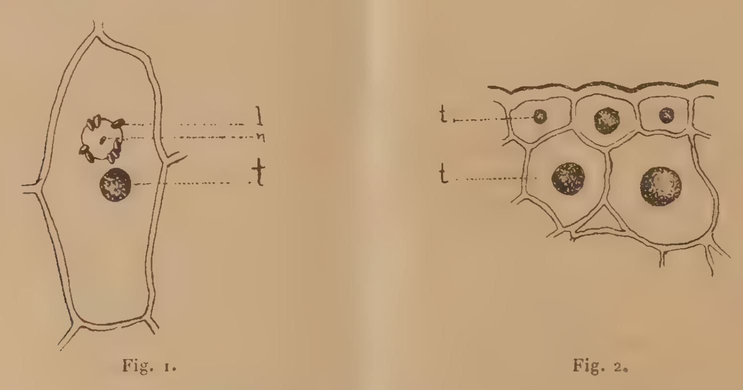


Fig. 1. — Cellule épidermique d'une feuille d'*Eria stellata* avec un organite élaborateur du tanin (*t*) (taninoplaste) qui apparaît au voisinage du noyau (*n*). *l* = leucoplastes.

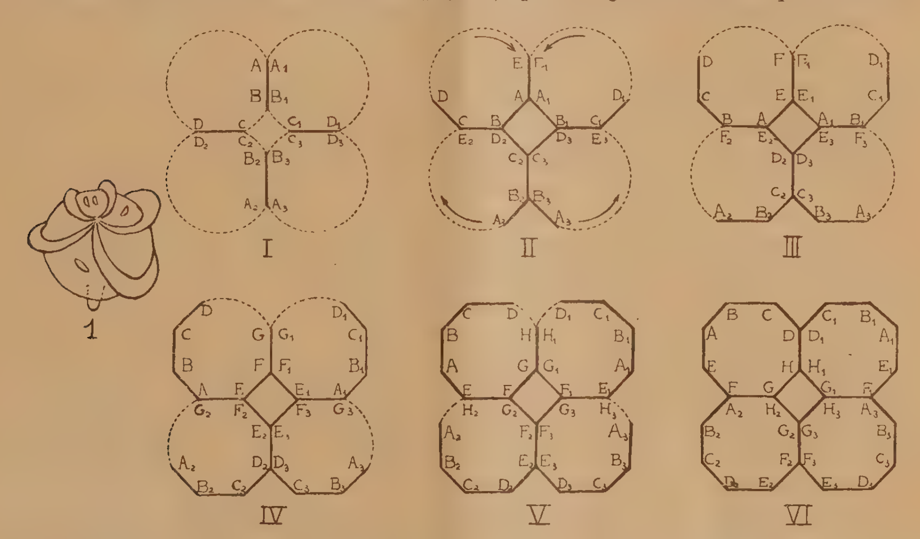
Fig. 2. — Cellules épidermiques et sous-épidermiques d'une jeune tige d'*Acacia eburnea* Willd. Chacune de ces cellules renferme un taninoplaste (*t*).

Acacia eburnea Willd. — En examinant au microscope des coupes perpendiculaires, à travers les folioles, qui constituent une jeune feuille composée, nous distinguons les deux épidermes et le mésophylle. Chaque cellule du mésophylle, outre le noyau et les chloroplastes, renferme un corpuscule sphérique qui présente des réactions microchimiques du tanin. Ce corpuscule, très petit tout d'abord, s'agrandit peu à peu et finalement disparaît, tandis que la substance tannique remplit une grosse vacuole. Les fleurs ont été examinées lorsqu'elles étaient encore fermées. Dans toutes les parties florales nous avons trouvé du tanin. Les plus convenables de ces parties, pour suivre la formation du tanin, sont les filets des étamines et les pétales ou sépales minces. Si nous plaçons sur la lame du microscope ces fleurs soumises auparavant à l'action des vapeurs d'ammoniaque et de l'oxygène atmosphérique, et si nous les

comprimons au moyen de la lamelle, les diverses parties de la fleur se séparent les unes des autres. En les examinant sous le microscope, nous constatons qu'elles renferment des corpuscules qui contiennent du tanin et ressemblent à ceux décrits ci-dessus.

MYCOLOGIE. — *Sur le développement de la spore chez les Agaricales jugasporés (genre* Clitopilus *Fr.).* Note (*) de M. **Henri Romagnesi**, présentée par M. Roger Heim.

On admet de plus en plus aujourd'hui que la spore des Basidiomycètes subit au cours de son élongation un mouvement de torsion, selon une trajectoire hélicoïdale. C'est ainsi que M. Locquin (1) a signalé que les verrues sporales de *Laccaria tortilis* (Bolton) sont disposées en double spirale gauche dextrorsum. De notre côté, nous avons observé (*fig.* 1) que les grandes ailes qui décorent



la spore de *Lactarius fuliginosus* Fr., f. *argematus* (Fr.), s'irradient en arcs de cercle à partir d'un point situé sensiblement à l'opposé du hile, ce qui suggère la même explication. Cette hypothèse permet en outre de donner une explication rationnelle de la morphologie sporale des *Clitopilus*, dont la spore présente un certain nombre de pans longitudinaux limités par des arêtes ou côtes qui unissent l'un de ses pôles à l'autre, ce qui la fait paraître polygonale en coupe transverse. On compte normalement 6 facettes (*Hexajuga*) ou 8 (*Octojuga*), plus rarement 5, 7, 9 ou 10.

Or, on observe fréquemment que les spores, soit au bout des stérigmates,

---

(*) Séance du 12 avril 1948.

(1) *Bull. trimestr. Soc. Linnéenne de Lyon*, 14, n° 2, 1945, p. 41.

soit, lorsque, prématurément tombées, elles nagent dans la préparation, sont étroitement collées les unes aux autres en tétrades et déformées par pression mutuelle : leur région interne présente, plus ou moins accusés, les pans caractéristiques des Jugasporés, ce qui s'explique à l'évidence par la poussée qu'elles exercent les unes sur les autres, tandis que, naturellement, leur région externe, libre de tout contact, est régulièrement arrondie. On rencontre souvent isolées des spores plus mûres ayant conservé cette semi-angulosité. Mais comment expliquer qu'à la maturité le contour sporal tout entier soit régulièrement anguleux? On ne peut le faire qu'en supposant, précisément, que les spores subissent une rotation autour de leur grand axe, qui amène successivement tous les points de leur région externe en contact les uns avec les autres, et qu'elles subissent ainsi une sorte de laminage. Les dessins ci-contre (*fig.* 1 à 6) reproduisent, schématisées, les six phases du phénomène (on a représenté en pointillé les régions qui n'ont pas encore subi de laminage et on a supposé que toutes les spores tournaient dans le même sens, de gauche à droite). Le nombre de facettes est en raison inverse de l'étendue de la surface de contact sur les jeunes tétrades. On remarquera qu'il n'est pas nécessaire de supposer une rotation complète de 360° pour expliquer le contour complètement anguleux.

Il est aussi instructif que facile de reproduire expérimentalement le phénomène. On fait tourner en contact avec une surface dure une masse oblongue de matière malléable enfilée sur une aiguille montée. On s'aperçoit que si la rotation est continue, on n'obtient aucun résultat, car les angles sont effacés aussitôt que formés. Mais si l'on opère six pressions successives, séparées chacune par une rotation de 60°, on obtient sans peine le volume cherché. Cette expérience suggère que, soit le mouvement de torsion de la spore sur son axe, soit la pression exercée par la croissance de la spore en largeur, soit plus probablement les deux à la fois, s'effectuent de façon discontinue, par saccades.

Cela n'a rien de surprenant : R. Heim [2] a montré que les spores déformées qu'on observe fréquemment chez les *Inocybe* leiospores n'acquièrent leur galbe définitif que par paliers. G. Malençon [3] a récemment repris en la précisant cette explication pour les *Inocybe* goniospores et même pour les *Rhodophyllus*.

Conclusions. — 1° Les facettes de la région interne des spores de *Clitopilus* ont pour origine la pression mutuelle exercée par les spores les unes sur les autres dans les jeunes tétrades.

2° La présence de ces mêmes facettes sur la région externe conduit à l'hypothèse que la spore subit un mouvement de rotation, probablement hélicoïdal, autour de son grand axe, et que le phénomène est discontinu.

---

(2) *Le genre* Inocybe, Paris, 1931; *Rev. de Mycol.*, n. s., 8, 1943, p. 32.

(3) *Comptes rendus*, 221, 1945, p. 425; 222, 1946, p. 912.

3° La disposition des ornements à la surface des spores de *Laccaria tortilis* et de *Lactarius fuliginosus*, ainsi que l'évolution du volume sporal des *Inocybe*, confirment cette hypothèse.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence de l'acide citrique dans la Poire. Teneur comparative des moûts de poires en acides citrique et malique.* Note de MM. **Jean Tavernier** et **Pierre Jacquin**, présentée par M. Maurice Javillier.

A la suite de nos travaux sur la composition de l'acidité organique des moûts de pommes ([1]), nous avons entrepris l'étude des acides organiques des moûts de poires.

D'après Warcollier ([2]), l'acidité organique des poires est constituée uniquement par l'acide malique. Baragiola ([3]), puis Baragiola et Kléber ([4]) ne mentionnent pas dans leurs travaux sur les cidres et les poirés suisses la présence de l'acide citrique et affirment même l'avoir recherché en vain.

Nous avons travaillé sur 11 variétés de poires à poiré et sur 6 variétés de poires de table récoltées et brassées à complète maturité. L'analyse des moûts issus de ces poires a été effectuée dès la sortie du pressoir, avant tout départ de prolifération microbienne. L'acide citrique a été caractérisé dans les 17 moûts par la réaction de Denigès ([5]), et par la réaction de Denigès modifiée par Pozzy-Escot ([6]). La forte concentration en sucres des moûts de poires perturbant ces réactions, nous avons séparé l'acide citrique des moûts en le précipitant à l'état de citrate de baryum, en milieu alcoolique à 50°, suivant la technique de Peynaud ([7]). Après centrifugation et lavage du précipité pour éliminer les sucres, l'acide citrique, remis en liberté par addition d'acide sulfurique dilué, a été facilement caractérisé. Nous avons procédé au dosage de l'acide citrique par la méthode de Kogan ([8]) suivant Peynaud ([7]) et au dosage de l'acide malique par la méthode de Peynaud ([7]).

La détermination de l'acidité de titration et de l'alcalinité des cendres nous a permis d'établir la somme des cations dans les moûts de poires et de calculer le pourcentage des anions citrique et malique, par rapport à cette somme.

Le tableau suivant condense les résultats exprimés en milliéquivalents par litre de jus.

([1]) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 1373.
([2]) *Cidrerie*, 3e édit., 1928, p. 412.
([3]) *Landw. Jahrb. d. Schweiz*, **30**, 1916, p. 441-454.
([4]) *Landw. Jahrb. d. Schweiz*, **31**, 1917, p. 303-314.
([5]) *Bull. Soc. Chim.*, **27**, 1902, p. 13.
([6]) *Bull. Ass. d. Chim.*, **11-12**, 1947, p. 363.
([7]) *Ann. Chim. Anal.*, **28**, 1946, p. 127.
([8]) *Zeits. Anal. Chem.*, **80**, 1930, p. 112.

Variétés	Acidité de titration.	Alcalinité des cendres.	Somme des cations.	Acide malique.	Acide citrique.	% de la somme des cations. Acide malique.	Acide citrique.
Poires à poiré :							
Chenevières	74,0	33,0	107,0	96,5	1,9	90,2	1,8
Coignet	186,0	55,5	241,5	75,0	115,8	31,0	47,9
Fausset	142,0	42,5	184,5	155,0	6,8	84,0	3,7
Graneville	134,0	52,0	186,0	25,0	112,8	13,4	60,6
Muscadet	162,0	40,0	202,0	49,0	104,0	24,2	51,5
Navet	72,0	22,5	94,5	27,0	64,4	28,6	68,1
Plant de Blanc	112,0	34,5	146,5	125,5	18,6	85,6	12,7
Petit Roux	76,0	32,7	108,7	98,5	2,2	90,6	2,0
Rouge Vigny	170,0	37,5	207,5	74,0	86,5	35,7	41,7
Rousset	188,0	49,0	237,0	217,7	7,7	91,8	3,2
Souris	66,0	39,0	105,0	91,5	2,9	87,1	2,8
Poires de table :							
Beurré Clairgeau	9,5	30,7	40,2	24,5	1,30	60,9	3,2
Charles Ernest	14,0	19,2	33,2	26,0	0,64	78,3	1,9
Comtesse de Paris	16,5	25,0	41,5	31,5	1,00	75,9	2,4
Doyenné d'Alençon	38,0	48,5	86,5	52,5	1,42	60,7	1,6
Passe Crassane	52,0	41,0	93,0	80,5	2,32	86,5	2,5
Président Mas	23,0	30,5	53,5	43,5	2,52	81,3	4,7

L'on voit que suivant la variété étudiée, la composition des poires en acides citrique et malique est sujette à de grandes fluctuations. Les poires de table analysées ainsi que quelques variétés de poires à poiré ont une teneur en acide citrique comparable à celle des pommes, c'est-à-dire représentant 1,5 à 13 % de l'acidité totale. Par contre, certaines variétés à poiré se distinguent par une richesse en acide citrique supérieure à leur teneur en acide malique, l'acide citrique constituant pour ces variétés 40 à 68 % de l'acidité totale, alors que l'acide malique ne représente plus que 13,5 à 35 % de cette acidité.

Cette teneur élevée de certaines poires en acide citrique qui, à notre connaissance, n'avait pas été signalée, permet d'expliquer la forte agressivité exercée pas les poirés sur le matériel de cidrerie.

Le fait que les poirés peuvent renfermer normalement jusqu'à 8g d'acide citrique par litre est gros de conséquence, étant donnée la législation en vigueur réglementant le commerce des cidres et des poirés : se basant sur l'absence d'acide citrique dans les pommes et dans les poires, la loi, qui autorise le coupage en toute proportion des cidres et des poirés, ne tolère dans ces boissons qu'une addition maximum de 0g,5 d'acide citrique par litre.

PHYSIOLOGIE. — *L'étude des conditions thermodynamiques de l'excitation olfactive et les théories de l'olfaction.* Note de M. **Pierre Gavaudan**, Mlle **Hélène Poussel**, M. **Georges Brebion** et M. **Marcel-Paul Schutzenberger**, transmise par M. Robert Courrier.

Jusqu'à présent, dans les recherches sur le mécanisme de l'olfaction, on a seulement tenu compte des concentrations-seuils des substances odorantes exprimées en poids ou en molécule-gramme par litre. On a parfois aussi souligné le rôle important de la vitesse du courant odorant. Mais ces simples données expérimentales ne définissent pas exactement les conditions du système olfactif constitué par la substance odorante à une pression de vapeur partielle donnée dans l'atmosphère et par la phase qui est le lieu de l'excitation dans la cellule.

Nous nous sommes proposé de réaliser pour l'olfaction une étude analogue à celle déjà effectuée dans le cas de la narcose et de l'excitation sapide par les narcotiques indifférents [1]. Beaucoup de substances odorantes sont aussi narcotiques liposolubles et déclenchent des sensations sapides bien définies. Il s'agit de déterminer si les conditions énergétiques du déclenchement des sensations sapides et odorantes sont semblables ou différentes.

Nous avons déterminé des seuils olfactifs exprimés directement en activités thermodynamiques (rapport p/p_0 de la pression partielle à la pression saturante) grâce à des techniques spéciales qui seront décrites ultérieurement.

Nous avons d'abord étudié les séries homologues aliphatiques car les odeurs y sont suffisamment différentes et les propriétés physiques et pharmacodynamiques bien connues. Dans la série des alcools le seuil d'activité thermodynamique provoquant une sensation spécifique passe de l'ordre de grandeur de 1000×10^{-6} pour l'alcool méthylique à celui de 6×10^{-6} pour l'alcool butylique et à celui de 30 à 60×10^{-6} pour l'alcool octylique. Contrairement à ce que l'on observe dans la narcose et dans l'excitation sapide, où l'activité-seuil, de l'ordre des centièmes, reste à peu près constante, on observe dans l'olfaction une diminution considérable, du terme en C_1 au terme en C_4, puis une légère remontée du terme en C_4 au terme en C_8. Il semble qu'une pareille oscillation s'observe aussi avec les acides d'après les résultats de J. Passy [2] en extrapolant la valeur de la tension de vapeur saturante de l'acide en C_{10}, non trouvée dans les tables pour $T = 20°$. En C_4 l'activité descend à $0{,}2 \times 10^{-6}$.

La valeur parfois très faible de l'activité thermodynamique et l'allure très

---

(1) P. Gavaudan, M. Dodé et H. Poussel, *Mémorial des Services chimiques de l'État*, **31**, 1944, p. 384-423 et **32**, 1946, p. 388-409; P. Gavaudan, H. Poussel et M. P. Schutzenberger, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 751.

(2) *Comptes rendus*, **116**, 1893, p. 1007.

spéciale de sa variation dans les séries homologues suggèrent que dans l'olfaction des mécanismes assez différents de ceux de la narcose et de l'excitation sapide sont mis en jeu. Il n'existe pas de règle simple analogue aux règles de Meyer et Hemmi ou de Traube permettant de prévoir l'activité-seuil et encore moins la qualité de l'odeur. La narcose et l'excitation sapide dépendent de propriétés physiques communes à toutes les molécules et assez banales : elles sont relatives à la solubilité et à l'adsorption et leurs grandeurs sont directement reliées au nombre d'atomes de carbone; toute molécule, quelle que soit sa grandeur, produit le phénomène de façon *indifférente*. Dans le cas de l'olfaction il s'agit au contraire d'une action plus spécifique comme l'indiquent les variations du seuil et de la qualité sensorielle. Mais il n'est pas exclu que des règles reliant cette spécificité à certaines propriétés physiques puissent être établies.

En effet, les incréments de diverses constantes physiques telles que longueur de la chaîne, point de fusion, coefficient d'activité, constante capillaire, varient en oscillant périodiquement dans les séries homologues, traduisant les modifications de la *forme* et de la *symétrie* moléculaires. On pourrait s'attendre à trouver une relation entre ces derniers caractères physiques, les variations des seuils d'activité thermodynamique et la qualité de la sensation. Il faut d'ailleurs noter que certains phénomènes de toxicité [H. Hurst ([3])] présentent aussi une variation oscillante dans les séries homologues. Il n'est donc pas nécessaire de recourir d'emblée à une théorie vibratoire du type de celle de Dyson ([4]) pour expliquer l'excitation olfactive. Il paraît encore possible de rechercher des hypothèses de travail dans le cadre des propriétés physico-chimiques habituellement invoquées pour l'explication des phénomènes pharmacodynamiques et toxiques.

PHYSIOLOGIE. — *Sur l'automatisme du ventricule isolé du cœur de Limnée.*

Note de MM. **Antoine Jullien** et **Jean Ripplinger**, présentée par M. Léon Binet.

L'espèce étudiée a été *Limnæa stagnalis*. Dans le montage, on place la ligature d'amont un peu au-dessus du sillon auriculo-ventriculaire car, comme chez *Murex trunculus*, le serrage sur le sillon même arrête le ventricule en systole, vraisemblablement par excitation d'un système inhibiteur. L'organe étant petit et fragile, on se sert pour l'enregistrement, d'un myographe très léger que l'on construit à cet usage.

La liqueur de base que nous avons utilisée est une de celles qui se révèlent

---

([3]) *Trans. Farad. Soc.*, 39, 1943, p. 390-411.

([4]) *Perf. Essent. Oil Rec.*, 28, 1937, p. 13 et *Chemistry and Indust.*, 57, 1938, p. 647-651.

favorables chez les *Helix* et dont la composition a été fixée, d'après des données tirées de l'analyse et du dosage de cations usuels dans l'hémolymphe. Sa teneur par litre est de $0^{mol},046$ de NaCl, $0^{mol},004$ de KCl et $0^{mol},0075$ de $CaCl_2$. La valeur du rapport A/AT des alcalins aux alcalino-terreux (ceux-ci représentés par le seul Ca) oscille entre 6 et 7.

Nous avons recherché l'influence, sur les qualités du rythme, d'une part, de la concentration globale de la solution appliquée sur le myocarde ventriculaire, les différents rapports ioniques restant inchangés et, d'autre part, des variations du rapport des alcalins (Na + K) au Ca, pour une concentration constante correspondant à celle de la liqueur de base.

Par les essais conduits dans le premier sens, on constate dans l'ensemble, en désignant par **C** la concentration de la liqueur de base, que les solutions hypertoniques 1,25 **C**; 1,5 **C**; 2 **C**, sont capables d'assurer un automatisme ample et régulier avec cependant, pour la concentration 2 **C**, une chute parallèle des tonus systolique et diastolique et, après un certain temps de fonctionnement, un arrêt en diastole. Les solutions hypotoniques 0,75 **C** et 0,5 **C** sont rapidement systolisantes. Ces constatations, chez un Gastéropode Pulmoné d'eau douce, confirment et étendent les résultats recueillis antérieurement par l'un de nous chez les Pulmonés terrestres (*Helix*) ([1]), les Prosobranches (*Murex*) et les Lamellibranches (*Huître*) ([2]).

Dans une seconde série d'expériences, nous avons soumis le ventricule à l'action de solutions isotoniques à la liqueur de base et dans lesquelles le rapport A/AT prenait les valeurs suivantes : ∞ (pas de Ca), 20, 15, 6, 3 et 1. Ces nombres correspondent à une augmentation progressive de la teneur en Ca. En l'absence de Ca, on observe que le cœur s'arrête presque immédiatement en systole. Il en est de même pour les valeurs 20 et 15 du rapport, mais après un fonctionnement de courte durée, caractérisé par des contractions d'amplitude progressivement diminuées, conséquence de l'élévation du tonus diastolique. Ici, à la différence de ce que l'un de nous a constaté chez l'Huître et la Seiche, il n'y a pas d'effet chronotrope positif.

Les valeurs inférieures du rapport A/AT à partir de 6,5 (liqueur de base) sont toutes susceptibles de maintenir une activité régulière du ventricule, sans différences sensibles dans la fréquence et l'amplitude des contractions. Cependant, la solution la plus riche en Ca (A/AT = 1) développe des effets chronotrope négatif et inotrope positif, puis amène assez rapidement un arrêt en diastole.

Ainsi, dans l'étude des modifications rythmiques du ventricule du cœur de Limnée, soumis à l'action de solutions de concentration et de composition variables, on retrouve les limites de fonctionnement caractéristiques de la

---

([1]) H. Cardot et A. Jullien, *Arch. internat. Pharm. et Thér.*, **38**, 1930, p. 122.

([2]) A. Jullien, *J. Physiol. et Pathol. gén.*, **34**, 1936, p. 757.

plupart des cœurs de Mollusques, savoir : l'arrêt en systole pour les faibles teneurs en Ca, l'arrêt en diastole pour les concentrations hypertoniques et les plus fortes doses de Ca. Mais, à l'intérieur de ces limites, on constate que le cœur de Limnée est susceptible de s'accommoder de larges changements dans la solution qui le baigne, sans modifications très appréciables de son automatisme. C'est le cas, notamment, pour les solutions hypertoniques et pour une certaine gamme de valeurs du rapport A/AT. En d'autres termes, le ventricule de Limnée, souple, peu exigeant, nous fournit l'exemple d'un automatisme primitif, qui n'est peut-être pas sans relation avec la disposition architecturale très simple de l'organe : nous rappelons ici que ses travées constitutives dessinent de petits éventails entrecroisés et inégalement développés non répartis en deux puissants systèmes comme chez les *Helix* ([3]).

En résumé, dans son fonctionnement, le ventricule du cœur de Limnée, entre certaines limites, paraît dépendre beaucoup moins étroitement que les autres cœurs de Mollusques, des variations qualitatives et quantitatives de la liqueur qui le baigne. Cette insensibilité relative est peut-être liée à la structure simple de sa paroi et à la systématisation encore peu marquée de ses travées myocardiques.

GÉNÉTIQUE. — *Ectrodactylie naturelle chez le Crapaud ordinaire* (Bufo bufo). Note de M. **Jean Rostand**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai signalé précédemment l'existence, chez le Crapaud ordinaire (*Bufo bufo*), d'une polydactylie naturelle, caractérisée par le dédoublement de l'orteil le plus interne (premier orteil) aux deux pattes postérieures. Sur 7407 individus adultes (du sexe mâle), j'ai trouvé six de ces polydactyles. Comme, d'autre part, l'an dernier, j'ai obtenu, d'un lot de têtards gynogénétiques provenant d'une même femelle, trois individus polydactyles pour quatre individus normaux ([1]), je ne doute pas qu'il s'agisse d'une anomalie héréditaire, ou mutation.

Or, parmi les 7407 crapauds examinés, j'ai observé également d'autres anomalies portant sur le nombre ou l'aspect des orteils et qui ne paraissent pas résulter d'une amputation. Elles sont au nombre d'une trentaine, dont *vingt-cinq* peuvent se rattacher à l'*ectrodactylie* (suppression, ou atrophie d'un orteil) et cinq anomalies diverses (bifidité du deuxième orteil, disposition atypique des orteils, etc.).

Pour ce qui est de l'ectrodactylie, deux types bien tranchés me paraissent, dès maintenant, devoir retenir l'attention des généticiens :

([3]) A. Jullien et R. Brunet, *Arch. Zool. exp. et gén.*, 78, 1937, p. 375.

([1]) *C. R. Soc. Biol.*, 141, 1947, p. 629.

1° La suppression complète d'un orteil (quatre orteils, au lieu de cinq);

2° L'atrophie du cinquième orteil, ou orteil le plus externe.

Parmi les animaux du premier type, qui sont au nombre de dix-sept, quinze présentent l'anomalie d'un seul côté, deux la présentent des deux côtés à la fois. Tantôt, le pied anormal est plus étroit que le pied normal, car c'est le premier orteil (orteil interne) qui manque; tantôt, le pied anormal est de même largeur que le pied normal, avec un vide entre le premier et le troisième orteil; c'est alors le deuxième orteil qui fait défaut.

Chez les deux exemplaires à ectrodactylie bilatérale, c'est le premier orteil qui est manquant.

Les pattes antérieures des crapauds à quatre orteils sont parfaitement normales; d'une façon générale, d'ailleurs, je n'ai relevé aucune anomalie des pattes antérieures chez ces milliers de crapauds examinés, alors que ceux-ci m'ont fourni *près de quarante anomalies des pattes postérieures*.

Parmi les animaux du second type (atrophie du cinquième orteil, ou orteil externe), qui sont au nombre de huit, sept présentent l'anomalie aux deux pieds, alors qu'un seul la présente d'un seul côté.

L'orteil atrophié est quelquefois à peine visible, sous forme d'une toute petite proéminence.

Des croisements appropriés seront évidemment nécessaires pour faire apparaître la nature héréditaire de ces anomalies. Pour l'instant, j'ai obtenu la descendance d'un individu ectrodactyle, accouplé à une femelle normale; les résultats de ce croisement ne sont pas encore connus.

Pour l'ectrodactylie comme pour la polydactylie, il y aura lieu de comparer la fréquence des anomalies dans la population adulte et celle des mêmes anomalies chez les têtards, car il n'est pas impossible qu'elles donnent prise à la sélection naturelle.

PARASITOLOGIE. — *Leishmaniose canine autochtone dans la région parisienne.* Note de M. **Jean Guilhon**, présentée par M. Émile Roubaud.

La leishmaniose du Chien dont l'agent a été observé, pour la première fois, par Nicolle et Comte, en 1908, à Tunis, est une affection fréquente dans les territoires circum-méditerranéens, y compris la France. Dès 1912, Pringault l'a dépistée, à Marseille, sur des chiens de fourrière. Depuis cette époque, il est classique d'admettre que son aire géographique, d'abord limitée à la Côte d'Azur (Alpes-Maritimes, Var, Bouches-du-Rhône) s'est étendue et, de fait, plusieurs cas en ont été observés dans le Rhône, dans le Gard, dans la Haute-Garonne, dans l'Hérault, dans l'Allier; il est vraisemblable d'admettre que d'autres départements n'en sont point exempts.

La plupart des cas auxquels nous faisons allusion, hormis quelques excep-

tions, se rapportent à des chiens qui avaient séjourné, plus ou moins longtemps, sur la Côte d'Azur ou qui revenaient avec leurs maîtres, de diverses régions plus éloignées, notamment de l'Afrique du Nord, comme nous l'avons constaté, maintes fois, depuis une dizaine d'années. Tout différent est le cas qui nous a été soumis en 1939. Il s'agissait d'un sujet de onze mois, né et élevé dans la région parisienne (Saint-Maur-des-Fossés) qu'il n'avait jamais quittée. Les signes cliniques, les réactions sérologiques et l'examen microscopique de divers prélèvements s'associaient pour constituer un faisceau de preuves, en faveur d'un parasitisme leishmanien intense. Le sujet sacrifié à la demande de la propriétaire, qui voulait se soustraire aux frais d'un traitement long et coûteux et sans garantie expresse d'efficacité, nous a permis de confirmer notre diagnostic par l'observation microscopique de nombreux frottis colorés, d'organes et de moelle osseuse. Il s'agissait bien d'un cas de leishmaniose authentique constaté sur un animal qui n'avait jamais dépassé les limites du département de la Seine. La contamination azuréenne ne pouvant être incriminée, il nous paraît vraisemblable de penser que cet animal a été infecté, sur place, par des phlébotomes qui se sont eux-mêmes contaminés, à l'occasion d'un repas de sang, sur un chien du voisinage porteur insoupçonné de leishmanies, après un séjour dans une région infectée. Une enquête, qui s'avérait difficile au départ, ne nous a laissé aucune chance de préciser l'origine exacte de la contagion.

En conclusion, il convient d'ajouter à la liste des départements (Allier, Gard, Haute-Garonne, Hérault, Rhône), où des cas de leishmaniose canine autochtone ont été constatés, celui de la Seine, encore plus éloigné que les précédents, du foyer classique azuréen.

PARASITOLOGIE. — *Obtention simple d'une culture pure temporaire d'Amibes parasites.* Note de M. **Louis Lamy**, présentée par M. Émile Roubaud.

Le problème de la culture pure des Amibes parasites a été abordé depuis longtemps et à diverses reprises par de très nombreux chercheurs. Rappelons les travaux de Cleveland et Sanders (¹), Meleney et Frye, Meleney, Frye, Leather et Snyder (²), de C. Rees, V. Reardon. L. Jacobs, F. Jones, F. Daft, B. Chinn et J. Bozicevich (³). En fait, ce problème n'a jamais été résolu et, actuellement encore, on peut dire que tout se passe comme si les bactéries associées aux Amibes étaient indispensables à la vie de ces Protozoaires.

Depuis plusieurs années, nous avons entrepris l'étude de l'action de composés

(¹) *Science*, **72**, 1930, p. 149-151.

(²) *Proc. 3e Intern. C. Micro.*, 1939, p. 410-411.

(³) *Am. J. Trop. Med.*, **21**, 1941, p. 695-715; *id.*, p. 567-578; *id.*, **22**, 1942, p. 581-586; *id.*, **24**, 1944, p. 189-183.

sulfamidés sur les Amibes parasites en culture, puis, plus tard, celles d'autres antibiotiques, pénicilline en particulier. Nous avons montré dans plusieurs Notes ([4]) à quoi peut se réduire cette action : extrêmement importante sur la flore associée, presque nulle sur l'Amibe elle-même.

A priori, rien ne peut permettre d'affirmer que les Amibes parasites doivent obligatoirement être associées à la flore bactérienne intestinale, ou à une partie de cette flore, ou même à un seul microbe, pour pouvoir se maintenir en culture; le fait, d'ailleurs, que les composés sulfamidés permettent déjà de réduire cette flore à un strict minimum, semble plaider en faveur de la possibilité des cultures abactériennes, sur un milieu transformé et approprié naturellement.

Si le principe en paraît simple, la résolution du problème de la culture pure est pratiquement très compliquée et, même si cette possibilité était un fait certain, il faudrait néanmoins, et à la fois, trouver le milieu convenable, en même temps que le moyen d'y introduire des Amibes séparées de toute bactérie. La première partie du problème, utilisation de nouveaux milieux, offre, sans difficultés, un grand nombre de solutions, mais la séparation des Amibes de la flore pose un autre problème très complexe. Le principe de cette séparation peut paraître très simple, à l'aide du micromanipulateur de de Fonbrune, mais, pratiquement, cette micromanipulation consiste à prélever stérilement, c'est-à-dire en dehors de toute bactérie étrangère à la culture, une ou plusieurs Amibes séparées de toute bactérie présente, normalement, dans le milieu de culture. Or, ces prélèvements stériles sont déjà délicats par eux-mêmes et même après plusieurs lavages, des bactéries restent facilement collées à la surface de l'ectoplasme des Amibes; d'autre part, celles-ci renferment dans leur protoplasme des bactéries vivantes qu'elles ont phagocytées et qui, par suite de la mort d'une Amibe, peuvent se répandre dans le milieu de culture et le contaminer. Il y aurait donc presque nécessité, dans ce cas de séparation mécanique, de n'ensemencer qu'un seul individu par tube, ce qui peut donner, ainsi que nous l'avons montré, des cultures positives dans un pourcentage de cas important, mais beaucoup plus faible que celui des échecs. Il est possible de simplifier le problème en ensemençant des kystes au lieu de formes végétatives, mais le départ de la culture est encore moins certain.

Quoi qu'il en soit de cette technique mécanique et même si elle ne représentait qu'une difficulté relative, il y aurait cependant nécessité de prélever et d'ensemencer, stérilement, des séries importantes de milieux de cultures nouveaux à éprouver, ce qui représente un travail extrêmement important, difficile et de très longue haleine.

([4]) *Ann. I. Pasteur.*, **70**, 1944, p. 318; **72**, 1946 p. 295-296.

C'est pour toutes ces raisons que nous avons essayé d'envisager différemment le problème. Nous travaillons depuis longtemps sur *Entamœba invadens*, Amibe parasite des Reptiles, très voisine morphologiquement d'*Entamœba dysenteriæ* et qui est, avec un pouvoir pathogène supérieur, beaucoup plus intéressante pour la solution du problème qui nous préoccupe.

Nous avons étudié un procédé chimique permettant d'obtenir des cultures pures d'*E. invadens*. Nous avons d'abord réalisé une culture impure, dans un milieu à décrire du type Ringer sérum, sans phase solide, à partir d'une seule Amibe prélevée au micromanipulateur de de Fonbrune, afin de travailler sur un matériel bien homogène. Nous avons, ensuite, choisi une bactérie très sensible à un antibiotique puissant et telle que nous ayons la possibilité, en ajoutant une dose assez forte et renouvelée de cette substance, inactive sur les Amibes, d'empêcher son développement et, par suite, de faire disparaître ce germe de la culture. La bactérie choisie est le Staphylocoque de Londres, peut-être identique à *l'organisme t* des chercheurs américains, et l'antibiotique est la pénicilline. Nous avons, alors, réalisé une culture pure mixte, Amibes — Staphylocoque de Londres, bien équilibrée et donnant des développements abondants. Notons que l'emploi du micromanipulateur se borne à ces deux temps : culture monogerme et culture pure mixte.

En possession de cette culture pure mixte, nous sommes dès lors en mesure de considérer le problème d'une façon beaucoup plus nette et plus simple. Nous pouvons, en effet, supprimer de la culture, le germe associé, sans que la pénicilline tue les Amibes, ou entrave leur développement; il est vrai que, consécutivement et indirectement à la disparition des microbes, les Amibes vont mourir, mais entre la disparition des bactéries et la mort des Amibes, il existe un certain laps de temps pendant lequel une survie plus ou moins longue de celles-ci peut-être envisagée. C'est pendant ce laps de temps que nous pouvons éprouver des milieux susceptibles de permettre une culture pure définitive. On comprend facilement l'avantage d'un tel procédé sur celui qui consiste à faire chaque fois des prélèvements et des ensemencements au micromanipulateur. Ceci est également un avantage sur le procédé de l'ensemencement des kystes, en ce sens que nous travaillons sur une culture déjà en développement et renfermant de nombreuses Amibes.

Ainsi, par notre procédé, il est possible d'obtenir, pour un certain temps et facilement, une culture pure d'Amibes, pouvant servir de base aux investigations qui permettront d'obtenir une culture pure indéfinie.

PATHOLOGIE GÉNÉRALE. — *Sur la coïncidence de l'hypotension artérielle au cours de la radiothérapie des cancers, avec l'accumulation de l'acide pyruvique.* Note de Mme **Nadine Dobrovolskaïa-Zavadskaïa** et M. **Vladimir Momsikoff**, présentée par M. Maurice Caullery.

Lors de récentes études sur le pyruvisme expérimental ([1]) et ([2]), notre attention a été attirée par des troubles d'ordre circulatoire dans un myocarde ([3]) qui se présente, sur les coupes histologiques, œdématié, dissocié par du liquide accumulé entre les faisceaux musculaires. Le développement du tissu scléreux peut accompagner parfois cet état d'œdème chez des animaux plus âgés.

Les recherches ultérieures sur le pyruvisme clinique ([4]) nous ont révélé que, chez la grande majorité des malades présentant dans leurs urines une augmentation de B. B. S. (substances bloquant les bisulfites, parmi lesquelles l'acide pyruvique est la plus importante), la tension artérielle non seulement n'a pas été augmentée, mais présentait une tendance nette à descendre au-dessous de la normale. Les malades soumis au traitement radiothérapique présentent souvent des abaissements de la tension artérielle, coïncidant, ordinairement, avec la fatigue et l'affaiblissement de l'état général. Cela oblige parfois le médecin traitant à interrompre l'administration des rayons pour laisser le malade se reposer. Or, l'éclaircissement de cette question, à part son intérêt théorique, peut également présenter quelques avantages au point de vue pratique.

Cette communication présente les premiers résultats obtenus sur les malades cancéreux traités par les rayons X à l'Institut du Radium. Voici quelques détails sur ces observations :

M. *P. J...*, 56 ans (épithélioma de l'œsophage). — Au début du traitement par les rayons X, la tension artérielle est de 10-7, et la teneur de l'urine en B. B. S. est de 589^{mg} par litre et par 24 heures; la semaine suivante, le Pp se maintient à 10-7, la teneur de B. B. S. est de 638^{mg} par litre et de 478^{mg} par 24 heures; dans les deux semaines qui suivent, le Pp s'abaisse à 7,5-5 et 8,5-?, et le taux de B. B. S. remonte à 790^{mg} par litre et 751^{mg} par 24 heures. Pendant cinq semaines ultérieures, le Pp se maintient sur 10-7 et 9,5-5,5 et le taux de B. B. S. descend, avec quelques oscillations, jusqu'à 198^{mg} par litre et 247^{mg} par 24 heures. Vers la fin du traitement, la tension artérielle est remontée à 12-8, et la teneur de l'urine en B. B. S. est tombée à 110^{mg} par litre et 165^{mg} pour 24 heures.

Mme *A. B...*, 46 ans (métastases pulmonaires d'un cancer du corps thyroïde). — Au cours du traitement radiothérapique (un mois), la tension artérielle variait de 10-6 à 11-7, et le taux de B. B. S. de 294 à 488^{mg} par litre, et de 441 à 666^{mg} par 24 heures. Le traitement fut interrompu à cause d'une complication par pneumonie.

([1]) N. Dobrovolskaïa-Zavadskaïa, *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 248.
([2]) N. Dobrovolskaïa-Zavadskaïa et V. Momsikoff, *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 93.
([3]) N. Dobrovolskaïa-Zavadskaïa, *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 358.
([4]) N. Dobrovoskaïa-Zavadskaïa et V. Momsikoff, *Ann. de Médecine*, **48**, 1947.

M. *R. M...*, 55 ans (cancer de la base du poumon gauche). — Tension artérielle au début du traitement : 10-7; le B. B. S., 184^{mg} par litre et 294^{mg} par 24 heures. Deux semaines ultérieures, le Pp est de 10-6 et 10-7; le taux de B. B. S. est de 255 et 220^{mg} par litre et de 384 et 440^{mg} pour 24 heures. La dernière semaine, le Pp remonte à 12-8,5, et le taux de B. B. S. tombe à 92^{mg} par litre et 175^{mg} pour 24 heures.

M. H. M., 74 ans, épithélioma de la face inférieure de la langue. On a fait 2 dosages : la tension artérielle de 9-7 coïncide avec 466^{mg} de B. B. S. par litre et en 24 heures et le Pp de 13,5-7 avec 242^{mg} par litre et 303^{mg} pour 24 heures.

M. G. L., 49 ans, épithélioma maxillaire inférieur. Deux dosages : le Pp de 11,5-7 coïncide avec 462^{mg} par litre et le Pp 8-5 avec les 545^{mg} par litre et 654^{mg} par 24 heures.

M. A. R., 41 ans, épithélioma amygdalien. Observation de cinq semaines, le Pp oscille entre 8-5 et 9-7 (le plus souvent 9-6) et le taux de B. B. S. entre 105 à 272^{mg}, par litre et 290 et 409^{mg} par 24 heures.

M. A. H., 43 ans épithélioma pharyngien. Trois dosages : les deux premiers avec le Pp de 9-7 ont donné 537 et 312^{mg} par litre et 671 et 390^{mg} par 24 heures; le troisième dosage, avec le Pp de 7-5 a donné 198^{mg} par litre et 445^{mg} par 24 heures.

On voit ainsi que ce n'est que le dernier cas qui a donné une certaine réduction de concentration de B. B. S. avec la diminution de la tension artérielle; dans tous les autres cas, le rapport est plutôt inverse, c'est-à-dire que l'hypotension coïncide avec l'accumulation de l'acide pyruvique. Cette accumulation peut être combattue par des moyens divers; nous sommes maintenant en train de vérifier l'action d'un extrait lipoïdique de la cortico-surrénale.

Il y a lieu de se demander si les états connus sous les noms d'hyposphyxie (A. Martinet, 1913), d'hypotension artérielle permanente (C. Lian et A. Blondel), ou d'angiohypotonie constitutionnelle (Ferranini) ne se trouvent pas également en corrélation avec cette déviation du métabolisme intermédiaire dont il a été question dans cette Note.

La séance est levée à 15^{h}40^{m}. L. B.

ERRATA.

(Séance du 22 mars 1948.)

Note de MM. *André Mennessier*, *Raymond Boucher* et *Pierre Montigny*, Bases théoriques du coefficient τ des vitesses d'adsorption :

Page 1091, 21e ligne, *au lieu de* T, V et $\mathcal{N}$ (appareillage, *lire* T, V et $\mathcal{M}$ (appareillage.

Note de M. *Henri Cabannes*, Application du calcul symbolique à l'étude de la dynamique des fils :

Page 1168, ligne 4, *au lieu de* $e^{i\theta}$, *lire* $\lambda.e^{i\theta}$.